

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«УЛЬЯНОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

На правах рукописи

Итрин Павел Аркадьевич

КОЛЬЦЕВЫЕ ВОЛОКОННЫЕ ЛАЗЕРЫ С ГАРМОНИЧЕСКОЙ  
СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД И СДВИГОМ ЧАСТОТЫ

1.3.6. Оптика

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических  
наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук, профессор  
Семенцов Дмитрий Игоревич

Ульяновск 2023 г.

## Оглавление

<b>Введение</b> .....	4
<b>Глава 1. Волоконные лазеры</b> .....	16
1.1. Режимы работы волоконных лазеров.....	18
1.2. Синхронизация мод в волоконных лазерах.....	26
1.3. Волоконные лазеры солитонного типа.....	32
1.4. Многоимпульсные режимы генерации солитонного лазера и гармоническая синхронизация мод.....	38
<b>Глава 2. Генерация ультракоротких импульсов в волоконных лазерах</b> .....	43
2.1 Гармоническая синхронизация мод в волоконном лазере с линейным резонатором на насыщающемся поглотителе .....	44
2.2 Гармоническая синхронизация мод в кольцевом лазере на основе нелинейного вращения плоскости поляризации.....	49
Выводы к главе 2.....	54
<b>Глава 3. Лазеры с обратной связью со сдвигом частоты</b> .....	55
3.1. Анализ динамики импульсов в лазере со сдвигом частоты.....	58
3.2. Численное моделирование динамики импульсов в лазере со сдвигом частоты.....	67
Выводы к главе 3.....	73
<b>Глава 4. Генерация излучения в кольцевом волоконном лазере со сдвигом частоты</b> .....	74
4.1. Экспериментальная схема кольцевого лазера со сдвигом частоты и поляризационно-чувствительным изолятором.....	74
4.2. Анализ оптических и радиочастотных спектров выходного излучения в режиме ГСМ.....	76
Выводы к главе 4.....	81
<b>Глава 5. Гармоническая синхронизация мод на высокой частоте следования с перестраиваемым фильтром</b> .....	83
5.1. Экспериментальная схема волоконного лазера с перестраиваемым фильтром.....	84

5.2. Анализ оптических и радиочастотных спектров выходного излучения в режиме ГСМ при перестройке длины волны.....	86
Выводы к главе 5.....	94
<b>Основные результаты и выводы.....</b>	<b>95</b>
<b>Список использованной литературы.....</b>	<b>97</b>

## Введение

### **Актуальность**

Волоконные лазерные генераторы ультракоротких импульсов остаются одним из наиболее активно развивающихся направлений лазерной физики на протяжении последних 30 лет. Телекоммуникационный бум 1990 годов способствовал внедрению ряда волоконных компонентов, разработанных для требовательных приложений оптической связи, и обеспечил преимущества волоконных лазеров по сравнению с конкурирующими технологиями [1,2]. К числу этих основных преимуществ следует отнести компактность, совместимую с возможностью достижения высокого (до 30 дБ и выше) коэффициента усиления, что позволяет использовать большие допуски оптической юстировки и значительно упростить оптическую схему лазера. Кроме этого, волоконные лазеры естественным образом сочетают в себе высокое качество выходного пучка, гибкий волоконный вывод, надежность и простоту в эксплуатации, находя свое применение в широком ряду приложений, в числе которых помимо оптической связи находятся медицина, микрообработка, микроскопия и метрология [3, 4].

Крайне важной задачей физики волоконных импульсных лазеров является достижение высокой (1 ГГц и выше) частоты следования импульсов (ЧСИ), что позволит расширить круг их приложений, включив в него ряд актуальных разработок, таких как, генератор оптических гребенок для задач телекоммуникации и спектроскопии, задающий высокочастотный генератор для задач метрологии, оптических вычислений, генерации излучения терагерцевого диапазона и т.д. [5,6]. Вследствие того, что для эффективной генерации резонатор импульсного волоконного лазера должен обладать длиной порядка 10 м и, соответственно, фундаментальной частотой порядка десятков МГц, то излучение ГГц импульсных последовательностей возможно только в многоимпульсном режиме, так называемой, гармонической синхронизации мод (ГСМ), при котором множество импульсов равномерно распределяются по волоконному резонатору, обеспечивая генерацию на

высокой гармонике (максимальный порядок  $\sim 10^3$ ) от фундаментальной частоты [7].

Наиболее широкое распространение в настоящее время получили импульсные волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод на основе нелинейного вращения плоскости поляризации (НВП) или содержащие специальный насыщающийся поглотитель, например, на основе углеродных нанотрубок [8]. Необходимое для гармонической синхронизации мод периодическое распределение импульсов по резонатору достигается в лазерах такого типа автоматически, за счет взаимного отталкивания. Механизм взаимодействия импульсов в каждом конкретном случае не всегда очевиден, в его качестве могут выступать взаимодействие через насыщающееся и релаксирующее усиление [9], через электрострикцию, взаимодействие посредством дисперсионных волн или непрерывной компоненты [10], посредством акустических волн [11]. Все указанные взаимодействия обладают весьма небольшой интенсивностью, во многих случаях лишь немного превышающая уровень шумовых воздействий (связанных, например, с тепловыми эффектами, вибрациями и шумами в активной среде и т.п.) на импульсы. Эти шумовые воздействия вызывают изменение положения импульса – временную флуктуацию, причем её величина существенно выше, чем у лазеров, работающих на фундаментальной частоте [12]. Данный факт представляет основной недостаток волоконных лазеров с гармонической синхронизацией мод, препятствующий их более широкому использованию. О величине джиттера и устойчивости гармонической синхронизацией мод можно судить по параметрам радиочастотного спектра лазера – отношению сигнал/шум и специфической характеристике лазеров в этом режиме – уровню межмодового шума [13,14]. Снижение межмодового шума, приводящее к уменьшению временного джиттера и стабилизации импульсной последовательности, излучаемой волоконным лазером в режиме гармонической синхронизации мод, является крайне актуальной задачей,

решение которой значительно повышает привлекательность подобных лазеров для указанных выше приложений [12].

При теоретическом и экспериментальном изучении вопросов стабилизации волоконного лазера в режиме гармонической синхронизации мод значительный интерес вызвал эффект сдвига несущей частоты лазерного импульса, который физически может осуществляться при помощи оптического модулятора. Известно, что сдвиг несущей частоты, непосредственно реализуемый в резонаторе волоконного лазера, может приводить к синхронизации мод, основанной на отделении солитонных импульсов от низкоамплитудного спектрально-узкополосного фона [15]. Более углубленное рассмотрение воздействия эффекта внутрирезонаторного сдвига частоты на взаимодействие импульсов в кольцевом резонаторе, показало его перспективу для задач стабилизации гармонической синхронизации мод в волоконном лазере.

Таким образом, задачи, посвященные исследованию стабильной генерации пикосекундных оптических импульсов с высокой частотой следования, реализуемые на базе волоконных кольцевых лазеров со сдвигом частоты, являются важными и представляют значительный научный интерес для современной оптики и нелинейной фотоники.

**Цель диссертационной работы:** изучить воздействие внутрирезонаторного сдвига частоты на стабильность волоконного лазера, работающего в режиме гармонической синхронизации мод и продемонстрировать волоконный лазер, отличающийся сочетанием высокой частоты следования импульсов (более 1 ГГц) и низким уровнем межмодового шума (уровень подавления более 40 дБ).

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

1. Экспериментальное исследование стабильности двух конфигураций волоконных лазеров, работающих в режиме гармонической синхронизации мод без внутрирезонаторного сдвига частоты, с целью выявления наиболее перспективной схемы. В первой, линейной конфигурации синхронизация мод

осуществляется при помощи полупроводникового насыщающегося зеркала, во второй конфигурации используется кольцевой резонатор, при этом синхронизация мод происходит при помощи нелинейного вращения плоскости поляризации.

2. Теоретическое исследование воздействия сдвига несущей частоты на интенсивность взаимодействия импульсов в резонаторе волоконного лазера. Разработка численной модели волоконного лазера с гармонической синхронизацией мод и сдвигом частоты. Численное моделирование лазера со стабилизацией гармонической синхронизации мод при помощи сдвига несущей частоты.

3. Экспериментальное исследование конфигурации кольцевого волоконного лазера с гармонической синхронизацией мод и внутрирезонаторным сдвигом несущей частоты. Сравнение уровня межмодового шума в экспериментальном волоконном лазере с внутрирезонаторным сдвигом несущей частоты и аналогичном лазере без сдвига частоты.

4. Исследование экспериментального образца волоконного лазера с гармонической синхронизацией мод, генерирующего высокочастотную последовательность импульсов ( $> 10$  ГГц) и использующего для стабилизации межимпульсного расстояния предложенный метод внутрирезонаторного сдвига несущей частоты.

#### **Научная новизна полученных результатов:**

1. Показано, что в волоконном лазере с линейным резонатором несовпадение центральной длины волны выходного отражателя с пиком усиления приводит к фильтрации излучения и генерации достаточно узкополосного импульса, но одновременно способствует полному подавлению дисперсионных волн и непрерывной составляющей излучения, что улучшает гармоническую синхронизацию мод и дает широкий диапазон перестройки частоты следования импульсов (от десятков МГц до 1 ГГц) регулированием только мощностью излучения диодов накачки. В кольцевом

волоконном лазере с синхронизацией мод на основе нелинейного вращения поляризации установлены диапазоны стабильной работы и сопоставлены с шумовыми характеристиками лазера – уровнем межмодового шума и временной флуктуацией межимпульсного расстояния.

2. Получены уравнения, описывающие динамическую систему взаимодействующих импульсов в резонаторе волоконного лазера, с учетом сдвига частоты. Анализ показал, что динамическая система отталкивающихся солитонных импульсов внутри кольцевого лазерного резонатора, приходит к стационарной точке, соответствующей однородному расположению импульсов, при включении частотного сдвига значительно быстрее, чем в его отсутствии.

3. Показано, что эффект сдвига частоты в дополнении к нелинейному вращению плоскости поляризации за счет более высоких нелинейных потерь способен расширить рабочий диапазон генерируемого излучения в режиме гармонической синхронизации мод.

4. В экспериментальном образце кольцевого волоконного лазера, работающем в режиме гармонической синхронизации мод со стабилизацией при помощи сдвига частоты достигнута частота следования импульсов ~ 12 ГГц, что в сочетании с высоким (более 40 дБ) уровнем подавления межмодового шума является рекордным показателем для волоконных лазеров, использующих для синхронизации мод механизм нелинейного вращения поляризации.

**Практическая значимость полученных результатов.** При работе над диссертацией были получены следующие практически важные результаты:

1. Разработана экспериментальная схема волоконного лазера с гармонической синхронизацией мод с линейным резонатором. Эффект нелинейного вращения плоскости поляризации в данной конфигурации скомпенсирован, поэтому она перспективна для разработки лазерных импульсных генераторов с устойчивым самозапуском и перестраиваемой частотой следования импульсов до 1 ГГц.



2. Предложенный метод сдвига частоты позволяет на порядок снизить флуктуации межимпульсного расстояния в волоконных лазерах с гармонической синхронизацией мод, что можно интерпретировать как повышение устойчивости однородного гармонического распределения импульсов в резонаторе. Данное улучшение характеристик выходного излучения значительно расширяет область практических приложений для подобных лазеров.

3. Продемонстрирована работа кольцевого волоконного лазера с акустооптическим модулятором, обеспечивающим сдвиг частоты. Проведено сравнение шумовой характеристики сконструированного лазера с образцом без сдвига частоты, показавшее на 10 дБ большее значение подавления межмодового шума. Включение частото-сдвигающего элемента может улучшить стабильность работы гибридных лазеров в режиме гармонической синхронизации мод с насыщающимися поглотителями на основе полупроводникового насыщающегося зеркала или углеродных нанотрубок.

4. Предложенный метод стабилизации был применен при разработке экспериментальной схемы волоконного лазера с высокой частотой следования импульсов и возможностью перестройки длины волны. В разработанной лазерной схеме достигнута частота следования импульсов свыше 10 ГГц в сочетании с высоким уровнем подавления межмодового шума более 40 дБ. Режим гармонической синхронизации мод с частотой следования импульсов более 5 ГГц был получен в широкой полосе перестройки длины волны 1530-1580 нм. Волоконные лазеры с подобными характеристиками весьма перспективны для использования в области оптической телекоммуникации и спектроскопии.

#### **Положения, выносимые на публичное представление:**

1. Волоконные лазеры с гармонической синхронизацией мод за счет насыщающегося поглощения (в линейной) или нелинейного вращения плоскости поляризации (в кольцевой конфигурации) при частотах следования импульсов более 1 ГГц обладают уровнем подавления

межмодового шума, в среднем, не более 25-30 дБ, что свидетельствует об относительно невысокой стабильности импульсной последовательности. Кольцевая схема с синхронизацией мод на основе нелинейного вращения плоскости поляризации характеризуется меньшей длительностью и более высокой пиковой мощностью импульса, что обеспечивает рост силы межимпульсного отталкивания и делает данную схему более перспективной для дальнейшего улучшения характеристик гармонической синхронизации мод.

2. Динамическая система взаимодействующих взаимно отталкивающихся солитонных импульсов приходит к стационарной точке, соответствующей однородному расположению импульсов, при включении частотного сдвига значительно быстрее, чем в его отсутствие. Физически, ускорение выравнивания межимпульсных расстояний соответствует повышению устойчивости однородного гармонического распределения импульсов в резонаторе при включении сдвига частоты. Численное моделирование волоконного лазера с учетом эффектов взаимного межимпульсного отталкивания и сдвига частоты подтверждает теоретически полученный результат.

3. Излучение, генерируемое волоконным лазером со сдвигом частоты в режиме гармонической синхронизации мод, обладает повышенным подавлением уровнем межмодового шума и лучшей устойчивостью импульсной последовательности, чем в конфигурации без сдвига частоты.

4. Использование предложенного метода стабилизации гармонической синхронизации мод при помощи сдвига частоты в экспериментальном образце волоконного лазера с синхронизацией мод при помощи нелинейного вращения поляризации позволяет добиться генерации импульсной последовательности с уровнем подавления межмодового шума более 40 дБ при частоте следования импульсов равной 12 ГГц.

**Достоверность полученных результатов** обеспечивается взаимным соответствием между результатами, полученными при теоретических

расчетах, численном моделировании и в ходе экспериментов; применением отработанных методик проведения экспериментов; использованием современного сертифицированного и поверенного измерительного оборудования; сопоставлением данных, полученных различными методами; современными методами анализа и интерпретации экспериментальных результатов.

**Личный вклад автора.** Диссертация представляет собой обобщение работ автора, выполненных совместно с сотрудниками Научно-исследовательского технологического института им. С.П. Капицы. Коллективный характер экспериментальных работ обусловил публикацию полученных результатов в соавторстве с коллегами. Цели и задачи исследования определялись либо лично автором, либо при его непосредственном участии. Автор настоящей работы принимал участие в разработке методов исследования, проведении экспериментов и обработке полученных результатов. Анализ, обобщение результатов и формулирование выводов работы проводились лично автором.

**Апробация результатов исследования.** Основные результаты и положения диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях и семинарах:

- XXIII Всероссийская молодежная научная школа-семинар «Актуальные проблемы физической и функциональной электроники», Ульяновск, 2020;
- XXVIII Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов», Москва, 2021;
- V международная школа молодых учёных «Нелинейная фотоника», Новосибирск, 2021;
- VI международная школа молодых учёных «Нелинейная фотоника», Новосибирск, 2022;
- Международный семинар по волоконным лазерам, г. Новосибирск 2022.

**Структура и объем научно-квалификационной работы.** Работа состоит из пяти глав. Общий объем работы 108 страниц, содержит 38 рисунков и список из 125 библиографических наименований.

Всего опубликовано 19 научных работ. Из них 6 работ в рецензируемых журналах из списка ВАК и 13 работ, включенных в международную базу цитирования Scopus.

**Список публикаций.**

- A1. **Итрин П. А.** Высокочастотная гармоническая синхронизация мод в волоконном кольцевом лазере со сдвигом частоты при помощи акустооптического модулятора / П. А. Итрин, Д. И. Семенов, А. Б. Петров, М. С. Козляков, В. А. Рибенек // Фотоника. – 2023. – Т. 13. - № 3. (ВАК)
- A2. Korobko, D. Soliton Raman shift wavelength tuning through the pump pulse polarization control / D. Korobko, I. Panyaev, **P. Itrin**, D. Sementsov, P. Mégret, I. Chapalo, A. Fotiadi // Specialty Optical Fibres / под ред. K. Kalli, A. Mendez, P. Peterka. – SPIE, 2023. – Т. 12573 – С. 125730Z. (Scopus)
- A3. Korobko, D. Fine tuning of the repetition rate and stabilization of harmonically mode-locked fiber laser with CW component in the spectrum / D. Korobko, V. Ribenek, **P. Itrin**, D. Sementsov, P. Mégret, I. Chapalo, A. Fotiadi // Nonlinear Optics and Applications XIII / под ред. M. Bertolotti, A.V. Zayats, A.M. Zheltikov. – SPIE, 2023. – Т. 12569 – С. 125690H. (Scopus)
- A4. **Itrin P.A.**, Harmonic mode-locking fiber ring laser with a pulse repetition rate up to 12 GHz / P.A. Itrin, D.A. Korobko, D.A. Stoliarov, , M.A. Odnoblyudov, A.B. Petrov, R.V. Gumenyuk // Optics & Laser Technology. – 2021. – Vol. 133 – P. 106526. (Scopus)
- A5. Korobko, D.A. Stable harmonic mode locking in soliton fiber laser with frequency shift: theory and experiment / D.A. Korobko, D.A. Stoliarov, **P. Itrin**, V. Ribenek, A.A. Fotiadi, R.V. Gumenyuk // Nonlinear Optics and Applications XII: Nonlinear Optics and Applications XII / под ред. A.V. Zayats, M. Bertolotti, A.M. Zheltikov. – Online Only, Czech Republic: SPIE, 2021. – С. 56. (Scopus)

- A6. Panyaev, I. Stabilizing DFB laser injection-locked to an external polarization maintaining optical fiber ring cavity / I. Panyaev, **P. Itrin**, D. Korobko, D. Sementsov, I. Chapalo, P. Mégret, A.A. Fotiadi // *Optical Sensors 2023: Optical Sensors 2023* / под ред. R.A. Lieberman, F. Baldini, J. Homola. – Prague, Czech Republic: SPIE, 2023. – С. 62. (Scopus)
- A7. Korobko, D.A. Birth and annihilation of solitons in harmonically mode-locked fiber laser cavity through continuous wave injection / D.A. Korobko, V.A. Ribenek, **P.A. Itrin**, A.A. Fotiadi // *Optical Fiber Technology*. – 2023. – Vol. 75 – P. 103216. (Scopus)
- A8. Korobko, D.A. Polarization maintaining harmonically mode-locked fiber laser with suppressed supermode noise due to continuous wave injection / D.A. Korobko, V.A. Ribenek, **P.A. Itrin**, D.A. Stoliarov, A.A. Fotiadi // *Optics & Laser Technology*. – 2023. – Vol. 162 – P. 109284. (Scopus)
- A9. López-Mercado, C. Brillouin optical time domain analysis with dual-frequency self-injection locked DFB laser / C. López-Mercado, **P. Itrin**, D.A. Korobko, I.O. Zolotovskii, A.A. Fotiadi // *Optical Sensing and Detection VII: Optical Sensing and Detection VII* / под ред. F. Berghmans, I. Zergioti. – Strasbourg, France: SPIE, 2022. (Scopus)
- A10. Рибенек, В. А. Управление числом солитонов в волоконном лазере путем резонансной инжекции внешнего узкополосного излучения / В. А. Рибенек, **П. А. Итрин**, Д. А. Коробко, А. А. Фотиади // *Квантовая электроника*. – 2022. – Т. 52 – № 11 – С. 967–974. (ВАК)
- A11. Рибенек, В. А. Волоконный лазер с гармонической синхронизацией мод: стабилизация и контроль частоты следования импульсов при помощи узкополосной компоненты в спектре / В. А. Рибенек, И. О. Золотовский, **П. А. Итрин**, Д. А. Коробко // *Квантовая электроника*. – 2022. – Т. 52 – № 7 – С. 604–609. (ВАК)
- A12. Korobko, D.A. Supermode noise suppression in harmonically mode-locked fiber laser by continuous wave injection / D.A. Korobko, **P.A. Itrin**, V. Ribenek, D.A. Stoliarov, A.A. Fotiadi // *Fiber Lasers and Glass Photonics: Materials*

through Applications III: Fiber Lasers and Glass Photonics: Materials through Applications III / под ред. S. Taccheo, M. Ferrari, A.B. Seddon. – Strasbourg, France: SPIE, 2022. – С. 81. (Scopus)

A13. Korobko, D.A. Saturable absorber for ring fiber lasers on the base of coupler coated by CNTs / D.A. Korobko, D. Stolyarov, **P. Itrin**, V. Ribenek, A. Sysa, Y. Shaman, A. Fotiadi // Integrated Optics: Design, Devices, Systems and Applications VI: Integrated Optics: Design, Devices, Systems and Applications VI / под ред. P. Cheben, J. Čtyroký, I. Molina-Fernández. – Online Only, Czech Republic: SPIE, 2021. – С. 22. (Scopus)

A14. Stoliarov, D.A. Saturable absorber based on the fiber coupler coated by CNTs / D.A. Stoliarov, **P.A. Itrin**, D.A. Korobko, V.A. Ribenek, L.V. Tabulina, A.V. Sysa, Yu.P. Shaman // Optical Fiber Technology. – 2021. – Vol. 63 – P. 102524. (Scopus)

A15. Korobko, D. Stabilization of a Harmonic Mode-Locking by Shifting the Carrier Frequency / D. Korobko, D. Stoliarov, **P. Itrin**, V. Ribenek, M. Odnoblyudov, A. Petrov, R. Gumenyuk // Journal of Lightwave Technology. – 2021. – Т. 39 – № 9 – С. 2980–2987. (Scopus)

A16. Волков, И. А. Управление режимами импульсной генерации в эрбиевом волоконном лазере с пассивной синхронизацией мод, основанной на нелинейном вращении плоскости поляризации / И. А. Волков, В. А. Камынин, **П. А. Итрин**, С. Н. Ушаков, К. Н. Нищев, В. Б. Цветков // Квантовая электроника. – 2020. – Т. 50 – № 2 – С. 153–156. (ВАК)

A17. Stoliarov, D.A. Linear cavity fiber laser harmonically mode-locked with SESAM / D.A. Stoliarov, **P.A. Itrin**, V.A. Ribenek, D.A. Korobko, A.A. Fotiadi // Laser Physics Letters. – 2020. – Т. 17 – № 10 – С. 105102. (Scopus)

A18. Филатова, С.А. Сравнение режимов синхронизации мод в гольмиевом волоконном лазере / С.А. Филатова, В.А. Камынин, Н. Р. Арутюнян, А. С. Пожаров, Е. Д. Образцова, **П. А. Итрин**, В. Б. Цветков // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48 – № 12 – С. 1113–1117. (ВАК)

A19. Трикшев, А. И. Пассивная гармоническая синхронизация мод в эрбиевом волоконном лазере / А. И. Трикшев, В. А. Камынин, В. Б. Цветков, **П. А. Итрин** // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48 – № 12 – С. 1109–1112.  
(ВАК)

## Глава 1. Волоконные лазеры

С момента освоения технологии изготовления оптического волокна из оксида кремния низкими потерями в 1960-х годах, были впервые экспериментально исследованы волоконные лазеры, использующие легированные редкоземельными элементами кристаллы и световоды [16-21]. Значительное внимание привлекли подобные лазерные источники в 1980-х годах в связи с многочисленными потенциальными приложениями в оптической связи, зондировании, медицине, обработке материалов, визуализации, хранении данных и лазерной дальнометрии [22-27]. Волноводное распространение света, обеспечиваемое волокном, в сочетании с превосходными лазерными свойствами трехвалентных редкоземельных ионов неодима  $\text{Nd}^{3+}$ , эрбия  $\text{Er}^{3+}$ , иттербия  $\text{Yb}^{3+}$ , тулия  $\text{Tm}^{3+}$ , гольмия  $\text{Ho}^{3+}$ , делают этот тип лазера чрезвычайно эффективным. Эти легированные редкоземельными элементами волокна затем могут использоваться в качестве усиливающей среды в волоконных лазерах или усилителях в зависимости от требуемого рабочего диапазона длин волн. Они могут работать с очень низкими порогами, всего 100 мкВт, и, тем не менее, могут быть сильно накачаны для получения выходной мощности, превышающей 100 Вт, с эффективностью оптического преобразования более 50% [22]. Кроме того, многочисленные лазерные переходы трехвалентных редкоземельных ионов дают им возможность генерировать свет в широком диапазоне длин волн, от ультрафиолетового (УФ) до среднего инфракрасного (ИК) с широкими диапазонами настройки. Накачиваемые лазерным диодом, они сохраняют преимущества компактности, низкой стоимости и простоты крупносерийного производства, критически важных для многих практических приложений. Волоконные лазеры в настоящее время напрямую конкурируют в нескольких областях с полупроводниковыми источниками, по сравнению с которыми они обладают преимуществом высокой яркости, превосходного качества моды, высокоэффективной связи с одномодовым



волокном и гораздо более высокой стабильностью длины волны при изменении температуры.

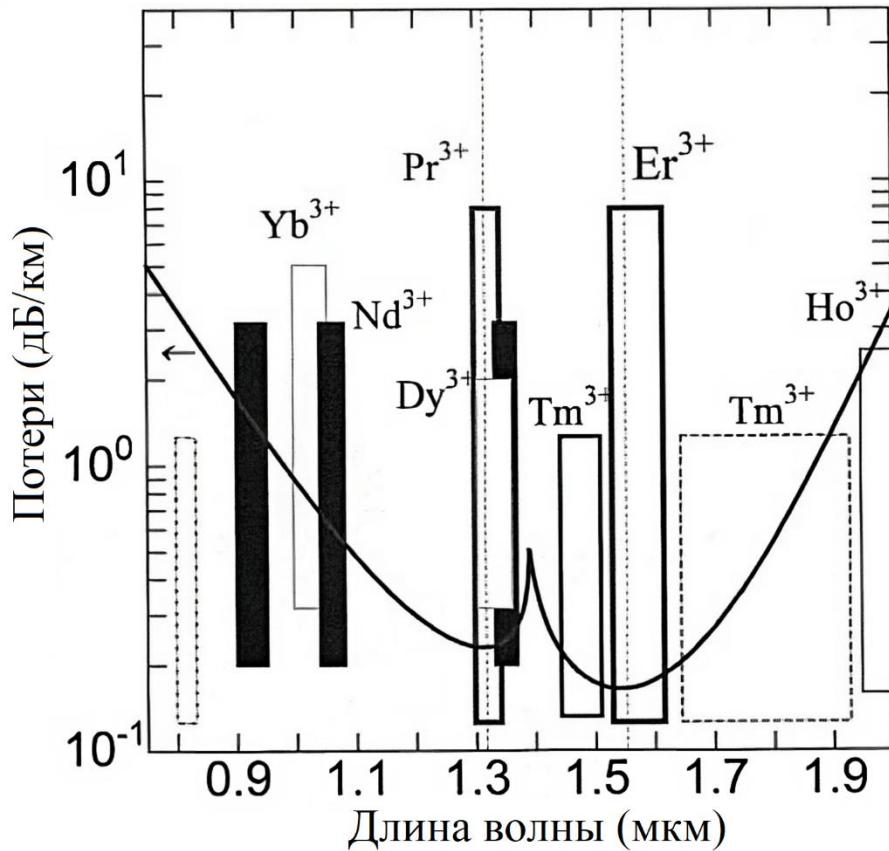


Рисунок 1.1 – Спектральная зависимость потерь кварцевого волокна и полосы излучения некоторых редкоземельных ионов.

Чтобы проиллюстрировать важность волоконных лазеров, на рис. 1.1 показаны диапазоны длин волн, продемонстрированные на сегодняшний день в волоконных лазерах на основе волокон, легированных редкоземельными элементами [28]. Некоторые ионы работают в нескольких диапазонах длин волн. Каждая полоса на рисунке представляет собой общий диапазон длин волн, достигнутый с конкретным ионом, который мог быть включен в разные волоконные лазеры (с разной длиной волокна, составом, отражателями и т. д.); он не обязательно представляет собой диапазон настройки, продемонстрированный в одиночном волоконном лазере [23]. Более 50% диапазона длин волн от 650 до 2260 нм в настоящее время перекрываются волоконными лазерами из кварцевого волокна, легированного редкоземельными элементами.

## 1.1 Режимы работы волоконных лазеров

Как и твердотельные лазеры, волоконные лазеры демонстрируют те же типы режимов работы. Однако физические процессы, происходящие в усиливающей среде (сердцевине волокна), создают проблемы, характерные только для волоконных лазеров, в основном из-за их малых размеров поперечного сечения по сравнению с другими активными средами (типичный диаметр сердцевины волоконных лазеров с ограничением дифракции: 6–30 мкм) и очень большая длина усиливающего материала (обычно в масштабе метра). Для сравнения, полупроводниковые лазеры также имеют усиливающий материал с очень маленькими размерами поперечного сечения, но длина усиливающего материала обычно находится в субмиллиметровом масштабе. Кроме того, из-за редкоземельной природы активных ионов волоконных лазеров запас энергии в волоконных лазерных системах высок. В дополнение к возможности генерации импульсов высокой энергии/пиковой мощности волоконными лазерами, эти характеристики создают проблемы в нелинейных процессах и процессах повреждения, которые необходимо решать при проектировании и разработке волоконных лазеров. Как и многие другие типы лазеров, волоконные лазеры могут работать в следующих режимах:

1. Непрерывный (CW)
2. Модуляция добротности
3. Синхронизация мод

Определить режим работы лазера можно по осциллограмме выходного сигнала (рис 1.2). В непрерывном режиме выходная мощность, стабильна и не меняется во времени. В режиме модуляции добротности мощность выходного излучения имеет модуляцию. Период между максимальными уровнями выходной мощности может составлять сотни микросекунд. В режиме синхронизации мод в резонаторе лазера распространяются оптические импульсы малой длительности, период импульсной последовательности связан с геометрическими размерами резонатора.

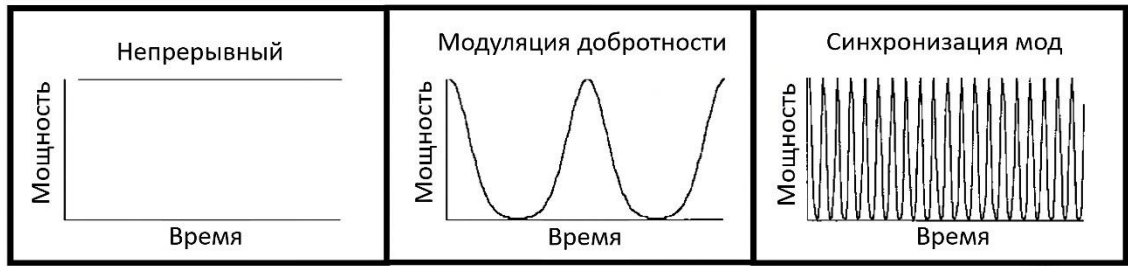


Рисунок 1.2 – Осциллограммы режимов работы лазера.

При работе лазера в непрерывном режиме лазер непрерывно накачивается и генерирует излучение. Непрерывный режим применяется, когда требуется высокая средняя мощность и высокая стабильность мощности лазерного излучения. Класс волоконных лазеров непрерывного действия является одним из наиболее важных и востребованных классов лазеров для различных промышленных, военных и научных приложений.

Как и во всех других типах лазеров, особенно в объемных твердотельных лазерах, непрерывный режим волоконных лазеров следует аналогичной физике и теории. Основное отличие при проектировании и разработке волоконных лазеров непрерывного действия по сравнению с твердотельными лазерами связано в основном с процессами нелинейного рассеяния и другими нелинейными процессами (некоторые из которых следует учитывать и при проектировании твердотельных лазеров). Другие упомянутые ранее нелинейные процессы связаны с влиянием на показатель преломления мощного излучения, распространяющегося внутри сердцевины волокна. Эти нелинейные процессы включают оптический эффект Керра, самофокусировку, кросс-фазовую модуляцию и четырехволновое смешение. Кроме того, необходимо соблюдать температурный режим работы, чтобы избежать повреждение объемного стекловолокна и торцевых поверхностей.

Потенциальные проблемы теплового управления волоконных лазеров непрерывного действия столь же важны, как и другие параметры конструкции. Большинство разработок волоконных лазеров непрерывного действия сосредоточено на масштабировании мощности, что связано с выбором мощных компонентов с волоконной связью, таких как изоляторы,

разветвители накачки и усиливающие волокна с соответствующими диаметрами сердцевины и оболочки, а также их числовыми апертурами.

В настоящее время наиболее развитые системы волоконных лазеров непрерывного действия основаны на  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$ ,  $\text{Tm}^{3+}$  и  $\text{Nd}^{3+}$ . Лазерные диоды, используемые для накачки ионов активного волокна, доступны от ряда компаний с уровнями мощности в несколько сотен ватт. Основная проблема в области коммерциализации волоконных лазеров непрерывного действия связана с разработкой коммерчески доступных высокомоощных, совместимых лазерных компонентов с оптоволоконными выводами. Типичные длины волн диодных лазеров, используемые для накачки, составляют 793, 915, 980, 1480 и 1530 нм.

Волоконные лазеры с модуляцией добротности в настоящее время являются одним из наиболее важных и сложных типов волоконных лазеров, поскольку они, вероятно, обладают наибольшим потенциалом (при работе на высоких уровнях средней мощности) для различных приложений (включая нелинейное преобразование частоты). Однако они страдают от объемных и поверхностных повреждений, вызванных импульсами высокой пиковой мощности, которые взаимодействуют с материалом волокна в течение наносекунд.

Модуляция добротности лазерного резонатора была впервые введена в 1961 году и экспериментально продемонстрирована в 1962 году [28]. Основная идея модуляции добротности резонатора лазера состоит в том, что лазер должен генерировать высокую пиковую мощность и короткие импульсы, если добротность резонатора лазера быстро изменяется от наибольшего значения до наименьшего (т. е. при изменении внутрирезонаторных потерь от высокого значения к низкому).

Первоначально излучение лазера отсутствует из-за высоких потерь (условие низкой добротности). В условиях такой низкой добротности мощность накачки увеличивает инверсионную населенность; когда последний достигает своего пикового значения, добротность резонатора

лазера переключается на свое высокое значение (т. е. устраняются внутрирезонаторные потери). Как только добротность резонатора лазера становится высокой, внутри резонатора лазера начинает накапливаться излучение от его спонтанного излучения. Через определенный период времени (время нарастания или задержки) из-за высокого значения инверсионной населенности лазер динамически (за счет вынужденного излучения) генерирует импульс высокой интенсивности в течение короткого периода времени, который называется модуляцией добротности.

Волоконные лазеры с синхронизацией мод привлекли внимание исследователей главным образом тем, что они могут одновременно обеспечивать несколько важных параметров лазера, таких как высокая пиковая мощность, высокая средняя мощность, относительно высокая энергия импульса, высокая частота повторения и качество пучка, ограниченное дифракцией. Эти уникальные свойства волоконных лазеров с синхронизацией мод можно объяснить несколькими свойствами волоконных лазеров в целом, а также самими лазерами с синхронизацией мод.

Во-первых, из-за характера уширения линий в волоконном лазере полоса усиления световодов, легированных редкоземельными элементами, достаточно широка (порядка десятков нанометров). Это, в свою очередь, позволяет генерировать фемтосекундные лазерные импульсы. Напротив, неоднородный характер уширения спектральных линий в волокне проблематичен для энергоэффективной узкой ширины линии в волоконном лазерном генераторе.

Однако в волоконном лазере из-за высокого коэффициента усиления, обусловленного большой длиной волокна и малым диаметром сердцевины, этот тип волоконного лазера является достаточно энергоэффективным. Высокий коэффициент усиления материала волоконных лазеров позволяет работать с достаточно низкими мощностями накачки и использовать внутрирезонаторные оптические элементы с относительно высокими оптическими потерями.

Волоконный усилитель предназначен для усиления менее мощного оптического луча, который распространяется либо внутри другого волокна, либо в свободном пространстве. В волоконных усилителях с легированной сердцевиной усиливающий свет распространяется в том же объеме, где расположены активные центры.

Первый волоконный лазер, легированный эрбием, был реализован в 1987 году [26]. Кроме того, впервые трехуровневая лазерная система работала в непрерывном режиме (CW) при комнатной температуре, что наглядно продемонстрировало преимущества волоконных лазеров перед объемными. В следующем году та же группа опубликовала первые результаты, касающиеся волоконного усилителя, легированного эрбием (EDFA) [27]. Данная разработка привела к большому количеству исследований волоконных лазеров, легированных эрбием (EDFL). Кроме того, изобретение EDFA сильно повлияло на развитие оптоволоконной связи, сделав практической концепцию мультиплексирования с разделением по длине волны (WDM). В работе было показано, что 3-метровое волокно с обратной накачкой аргоновым лазером (655–675 нм, 60 мВт) обеспечивает пиковое усиление 28 дБ на 1536 нм. Этот новый оптический усилитель стал надежной альтернативой ранее разработанным оптическим усилителям, таким как полупроводниковые оптические усилители (SOA) [29, 30] и рамановские волоконные усилители [31].

Преимуществами оптических усилителей перед оптико-электронными являются: возможность одновременного усиления многоволновых сигналов, прозрачность для формата модуляции и битрейта, энергоэффективность, надежность и стоимость. Тем не менее, оптоэлектронные регенераторы имеют преимущество в устранении дисперсии сигнала (хроматическую или поляризационную) и нелинейные эффекты, а также не имеют добавочного шума (хотя они могут вносить битовые ошибки в данные). EDFA отличается от других оптических усилителей своей совместимостью с телекоммуникационным оптическим волокном, низкими перекрестными

помехами, низким избыточным шумом, независимостью от поляризации, высокой выходной мощностью и эффективностью, а также относительной компактностью. Типичная схема волоконного усилителя изображена на рис. 1.3.

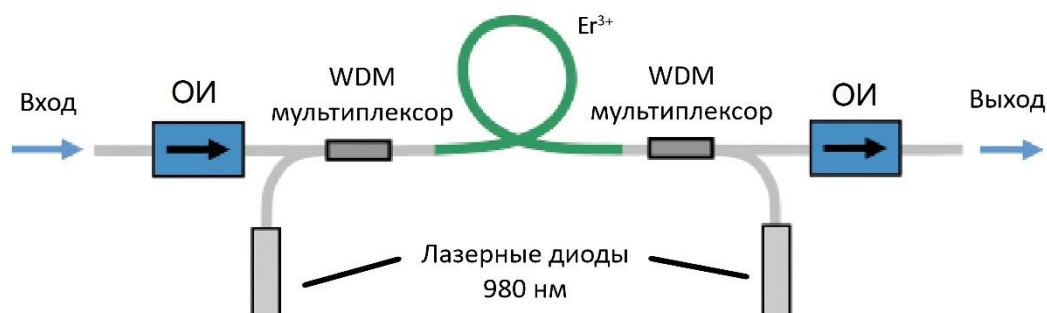


Рисунок 1.3 – Схема волоконного эрбиевого усилителя, работающего в диапазоне 1550 нм. Входной оптический сигнал усиливается, посредством вынужденного излучения возбужденных ионов эрбия. ИО – оптический изолятор, для защиты от переотражений.

Благодаря оптоволоконным, могут быть легко достигнуты высокие коэффициенты усиления с помощью маломощных лазерных диодных накачек, необходимые для эффективной импульсной работы волоконных усилителей и лазеров. Усиливающая среда используется в качестве накопителя энергии либо для усиления, либо для генерации коротких импульсов.

Физика оптических резонаторов, используемых в волоконных лазерах, аналогична физике традиционных лазерных резонаторов. Основные отличия заключаются во внутриволноводных компонентах и геометрии активной среды. Внутриволноводные оптические компоненты резонаторов волоконных лазеров имеют определенные особенности, в основном связанные с устойчивостью к оптическим повреждениям. Активной средой волоконных лазеров является оптический волновод, обычно значительно большей длины, чем в традиционных лазерах, и очень малого диаметра среды распространения оптической волны. Большая длина и малый диаметр волокна являются причинами оптических нелинейностей, которые требуют особого внимания при разработке волоконных лазеров. Большая длина усиливающего волокна в большинстве резонаторов волоконных лазеров

также является причиной проблем, связанных с достижением короткой длительности импульса.

Резонатор линейного волоконного лазера состоит из двух отражателей (обычно зеркальных или волоконных брэгговских решеток), установленных на противоположных концах оптического резонатора (рис. 1.4), усиливающей среды в виде лазерно-активного ионно-легированного волокна и других внутрирезонаторных компонентов лазера для управления временными и спектральными характеристиками волоконного лазера.

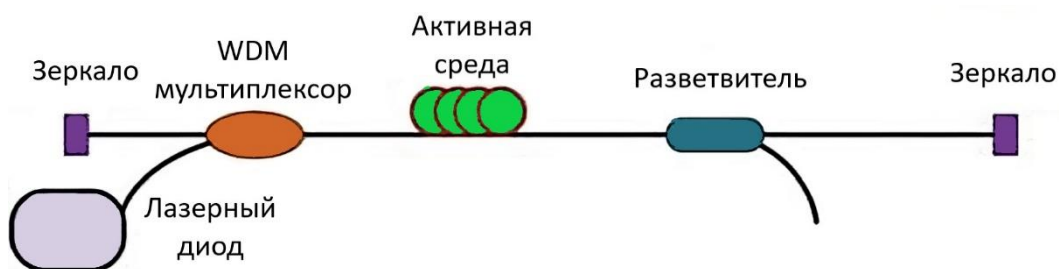


Рисунок 1.4 – Схема волоконного лазера с линейным резонатором.

В линейных лазерных резонаторах моды резонатора обычно рассматриваются как суперпозиция двух электромагнитных волн, распространяющихся в противоположных направлениях между резонаторными отражателями. Резонансные частоты линейного резонатора определяются следующим выражением:

$$\nu = M \times \left( \frac{c}{2nL} \right) \quad (1.1)$$

где  $M$  – целое число, а разность частот между двумя последовательными (т. е. продольными) модами определяется выражением:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (1.2)$$

где  $c$  – скорость света,  $n$  — показатель преломления среды, в которой свет распространяется внутри резонатора лазера,  $L$  – длина резонатора.

Кольцевой резонатор — еще один важный тип лазерного резонатора. Он определяется как резонатор, в котором внутрирезонаторный свет распространяется по конфигурации кольцевого типа (рис. 1.5).



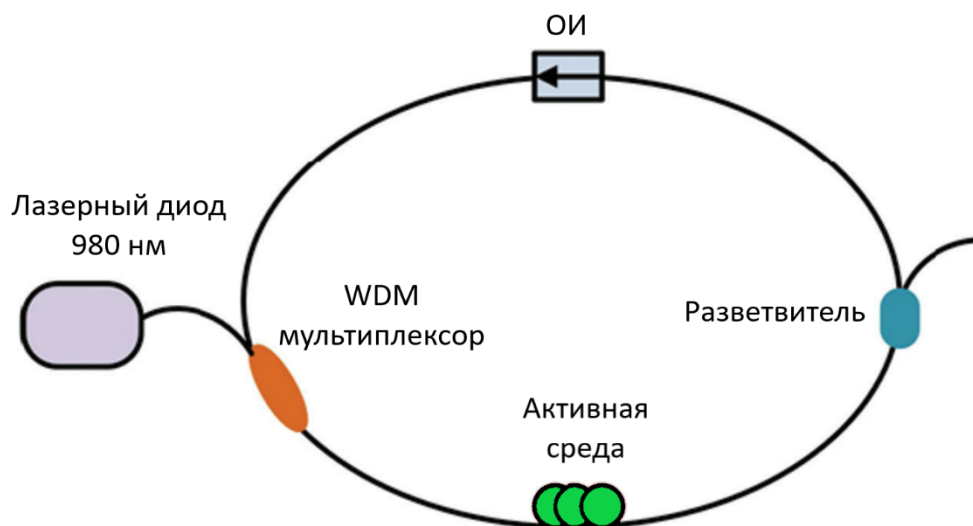


Рисунок 1.5 – Волоконный кольцевой лазер

Кольцевые лазерные резонаторы могут поддерживать волны, распространяющиеся в противоположных направлениях (то есть по часовой стрелке и против часовой стрелки). Однако, в отличие от линейных лазерных резонаторов, в кольцевых лазерных резонаторах используется однонаправленное устройство (например, оптический изолятор), которое обеспечивает однонаправленное распространение световой волны внутри резонатора лазера.

Таким образом, импульсные лазеры обычно предпочтительны во многих приложениях, включая микрообработку, обработку материалов, генерацию второй гармоники и лазерное зондирование. В целом, существует два подхода к импульсной работе: синхронизация мод и модуляция добротности. В основе синхронизации мод лежит создание фиксированного фазового соотношения между продольными модами в резонаторе лазера. Таким образом, конструктивная или деструктивная интерференция между этими модами приводит к тому, что лазер производит устойчивую последовательность импульсов. Эти импульсы могут быть очень короткой продолжительности, порядка пикосекунд или фемтосекунд, в зависимости от конфигурации схемы. Модуляция добротности, с другой стороны, должна вводить большие потери перед генерацией в резонаторе, то есть малую добротность. Следовательно, заставить среду усиления создать относительно

высокую инверсию населенности, таким образом, высокий коэффициент усиления будет соответствовать высоким потерям. При внезапном устранении потерь, т. е. переключении добротности на более высокое значение, генерация начинает быстро высвобождать запасенную энергию в усиливающей среде. Это приводит к короткому импульсу, включающему эту энергию, и, следовательно, к высокой пиковой мощности. Модуляция добротности позволяет генерировать высокую пиковую мощность или высокую энергию импульса при умеренной мощности накачки.

## 1.2 Синхронизация мод в волоконных лазерах

Лазеры с синхронизацией мод - чрезвычайно востребованный тип лазеров. Применение этих лазеров варьируется от промышленной микрообработки до прецизионного измерения частоты. На основе множества предложений по инновационным технологиям, в которых используются лазеры с синхронизацией мод, они станут неотъемлемой частью будущих технологий.

Выходной спектр волоконного лазера формируется из дискретных компонентов, генерируемых продольными модами посредством конструктивной интерференции на определенных длинах волн. Такие моды определяются длиной резонатора и в случае непрерывных лазеров являются независимыми и случайными по фазе [32]. Синхронизация мод возникает, когда фазы продольных мод лазера привязаны к постоянному значению фазы, а выходной сигнал лазера формируется цугом импульсов, разнесенных на частоту повторения основной частоты. Методы синхронизации мод для волоконных лазеров можно разделить на две группы: активная и пассивная. Первый метод основан на активной модуляции внутрирезонаторных потерь или двукратного изменения фазы. Обычно это осуществляется с помощью электрооптических модуляторов. Формирование импульса происходит всякий раз, когда модуляция синхронизируется с внутрирезонаторным обходом. Пассивный метод является полностью оптическим методом,

который основан на взаимодействии флуктуаций интенсивности и нелинейности волокна, обеспечивающей модуляцию потерь в резонаторе в отсутствие внешнего сигнала [33]. Пассивные волоконные лазеры с СМ были созданы с использованием различных методов, таких как: нелинейное вращение поляризации [34, 35], нелинейное усиливающее петлевое зеркало [36, 37], полупроводниковые насыщающиеся поглотители (SESAM) [38, 39], углеродные нанотрубки [40, 41], лазеры с частотно-сдвинутой обратной связью [42, 43] и др. Первые два метода основаны на искусственных насыщающихся поглотителях, генерируемых взаимодействием эффекта Керра в оптическом волокне и поляризатора. Для сверхбыстрых приложений нелинейные оптические материалы должны обладать высокой нелинейной восприимчивостью и малым временем восстановления. Большинство полупроводников имеют такие параметры благодаря резонансному механизму заполнения зоны / состояния [3]. Форма оптического импульса в одномодовом волокне деформируется за счет нелинейности, заключающейся в изменении фазовой скорости в зависимости от интенсивности поля, и дисперсии, приводящей к изменению групповой скорости в зависимости от длины волны.

Для обозначения величины дисперсии используется термин дисперсия групповых скоростей (ДГС), а нелинейные свойства обусловлены воздействием эффекта Керра (увеличение интенсивности излучения пропорционально увеличивают показатель преломления  $n$ ). В волоконном лазере усиление и дисперсия усиления, вносимые волоконным усилителем, легированным эрбием, также усложняют распространение импульса. Однако «одномодовое» оптическое волокно фактически поддерживает две ортогональные поляризационные моды, тогда как термин «одномодовый» относится только к поперечному профилю. Поляризационные моды могли быть полностью вырожденными только при условии, что оптическое волокно было идеально изотропным. На самом деле дефекты изготовления, внешнее приложение напряжения или изгиб легко нарушают вырождение между

режимами. Таким образом, волокно поддерживает две ортогонально поляризованные моды с разными постоянными распространения; т.е. волокно двулучепреломляющее [44]. Разница в фазовых скоростях двух мод заставляет состояние поляризации импульса эволюционировать по мере его распространения. К счастью, несмотря на воздействие опосредованного двулучепреломления волокна, теоретический анализ показал, что ортогонально поляризованные компоненты солитона могут слипаться и распространяться как одна недиссипативная сущность, слегка сдвигая свою центральную частоту, формируя состояние векторного солитона [44, 45].

Нелинейная эволюция поляризации связана с зависимыми от интенсивности изменениями эллиптически поляризованного импульса, распространяющегося в оптическом волокне. Впервые этот метод был использован в 1992 г. для пассивной СМ волоконных лазеров [46, 47]. Это явление можно лучше понять, обратившись к рис. 1.6. Оптическое волокно расположено после контроллера поляризации (четвертьволновая пластинка и/или полуволновая пластинка) и двумя линейными поляризаторами.

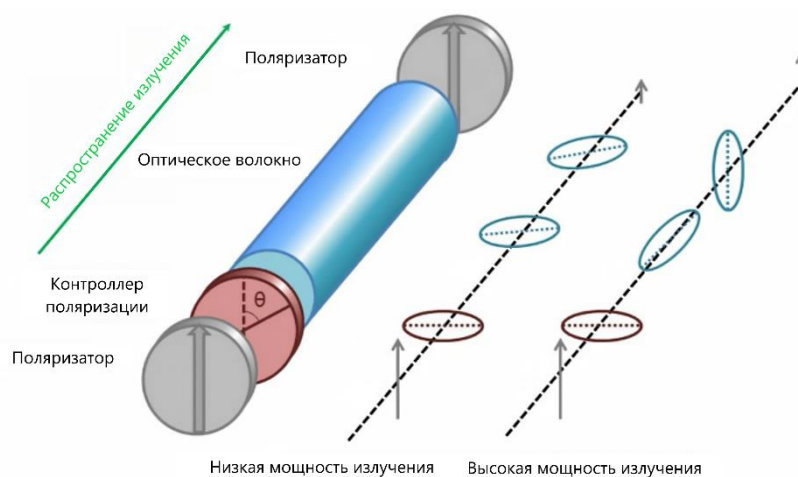


Рисунок 1.6 – Эффект нелинейного вращения плоскости поляризации

Состояние поляризации изменяется нелинейно во время распространения импульса в оптическом волокне из-за фазовых сдвигов, вызванных в контроллере поляризации [48, 125]. На выходе из волокна импульс имеет неоднородное состояние поляризации из-за зависимости нелинейного фазового сдвига от интенсивности.

Поляризатор, размещенный на выходе волокна, ориентирует состояние поляризации пика импульса для прохождения через второй поляризатор, в то время как крылья блокируются из-за другого состояния поляризации. В конечном итоге импульс укорачивается после одного прохода через эти оптические устройства. Это похоже на действие, производимое быстро насыщающимся поглотителем.

Из-за двулучепреломления, вызванного излучением накачки, увеличивается разница показателей преломления для параллельной и перпендикулярной компоненты излучения. Изменение состояния поляризации происходит из-за дополнительной разности фаз на выходе из световода и через поляризатор проходит лишь часть сигнала, величина которого зависит от интенсивности сигнала. Данное свойство использовано для модуляции оптического сигнала на одной длине волны при помощи накачки на другой имеет практическую реализацию в виде керровского модулятора, применяющегося в оптических переключателях и системах оптической связи.

Одним из основных преимуществ этих методов является то, что их искусственный насыщающийся поглотитель обеспечивает быстрое время восстановления, позволяя формировать импульсы длительностью менее 100 [42]. Тем не менее, постоянная проблема, связанная с этими методами, заключается в том, что синхронизация мод в большинстве случаев не запускается автоматически. Решением этой проблемы является включение в резонатор «объемных» насыщающихся поглотителей для повышения вероятности самозапуска лазера.

В связи с быстрым развитием оптической связи за последние три десятилетия потребность в стабильных лазерных источниках ультракоротких импульсов стала центральной целью исследований. Волоконные лазеры с синхронизацией мод способны генерировать импульсы от наносекунд до десятков фемтосекунд и в широком диапазоне частот повторения от менее 1 МГц до 1 ТГц. Волоконные лазеры, легированные эрбием с синхронизацией

мод способны генерировать ультракороткие импульсы в диапазоне 1550 нм, последующее преобразование оптического излучения в среде с высокими нелинейно-оптическими свойствами позволяют вдвое уменьшить длину волны до 775 нм, что соответствующему длине волны дорогостоящему титан-сапфировому лазеру. Дополнительно, легированные эрбием оптические волокна реализованы как с аномальной дисперсией, так и нормальной. Такая гибкость по отношению к дисперсионным параметрам позволяет создавать волоконные лазеры с нормальной, аномальной и нулевой суммарной дисперсией резонатора. Теория солитонов, развитая в области работы легированных эрбием оптических волокон, также открывает пути развития лазерных источников на других длинах волн.

Лазер – это оптический осциллятор, требующий два основных составляющих, а именно обратной связи и усиления. Усиление излучения происходит в активной среде, в то время как резонатор лазера, состоящий из наборов зеркал, обеспечивает обратную связь. Слово «синхронизация мод» впервые появилось в работе 1964 года. [49]. Условие неизменности электромагнитного поля после одного обхода волоконного резонатора приводит к тому, что генерация излучения происходит только на определенных длинах волн, что длина резонатора является целым числом длин волн. История лазерной синхронизации мод представляет собой развитие новых и лучших способов генерации все более и более коротких импульсов, а также улучшение понимания процессов синхронизации мод. За последние три десятилетия синхронизация мод использовалась во всех типах лазеров, и были получены даже УКИ длительностью 47 фс [50]. Во временной области синхронизация мод фактически создает серию импульсов, в которой временной интервал между соседними импульсами равен времени обхода резонатора.

Большое количество мод может стимулироваться одновременно в полосе усиления лазера при условии сильной накачки.

Частота между модами определяется выражением (1.1), следовательно, полное оптическое поле можно записать как:

$$E(t) = \sum_{m=-M}^M E_m \exp[i(\phi_m - \omega_m t)] \quad (1.3)$$

где  $E_m$ ,  $\phi_m$  и  $\omega_m$  - амплитуда, фаза и частота каждой из  $(2M + 1)$  мод, входящих в ширину полосы усиления лазера. Если все эти моды работают без определенного фазового соотношения между ними, т.е. независимо друг от друга, общая интенсивность  $|E(t)|^2$  интерференционных членов в среднем равна нулю. В этом случае лазер работает в режиме CW.

Синхронизация мод происходит, когда фазы различных режимов синхронизируются таким образом, что разность фаз между любыми двумя соседними модами фиксируется на постоянном значении, а именно  $\phi_m = \phi_0 + m\phi$ . Поскольку частота моды  $\omega_m = \omega_0 + 2m\pi\Delta\nu$ , если для простоты предположить, что все моды имеют одинаковую амплитуду  $E_0$ , интенсивность можно рассчитать и представить как:

$$|E(t)|^2 = \frac{\sin^2[(2M+1)\pi\Delta\nu t + \phi/2]}{\sin^2(\pi\Delta\nu t + \phi/2)} E_0^2 \quad (1.4)$$

, где интенсивность сигнала показана как периодическая функция с периодом  $\tau_r = 1/\Delta\nu$ , который представляет собой время обхода резонатора в оба конца. При синхронизации мод выходное излучение лазера представляет собой серию импульсов с частотой следования  $\Delta\nu$ .

При модуляции в резонаторе начальный импульс укорачивается каждый раз, когда проходит через резонатор. Этот процесс сокращения продолжается до тех пор, пока импульс не станет настолько коротким, а его спектр настолько широким, что сработают механизмы удлинения импульса или сужения спектра, например, конечная ширина полосы усиления.

Ширина импульса оценивается по формуле.

$$t_p = [(2M+1)\Delta\nu]^{-1} \quad (1.5)$$

Поскольку  $[(2M+1)\Delta\nu]$  представляет собой полную ширину полосы для всех режимов с синхронизацией мод, ширина импульса обратно

пропорциональна спектральной ширине полосы, по которой можно синхронизировать фазы различных режимов. На практике, точное соотношение между шириной импульса и полосой усиления зависит от характера расширения усиления. В волокнах, легированных редкоземельными элементами, такие характеристики волокна, как двулучепреломление, также влияют на длительность импульса. В общем, существует два вида синхронизации режимов: активная синхронизация режимов и пассивная синхронизация режимов. Оба метода используются в волоконных лазерах для получения ультракоротких оптических импульсов.

### 1.3 Волоконные лазеры солитонного типа

Солитоны — это самоподдерживающиеся нелинейные волны, распространяющиеся без изменения своей формы. Впервые они были обнаружены в виде волн на воде Джоном Скоттом Расселом в 1834 году и с тех пор их изучение расширилось до различных областей физики: от плазмы до оптики, от биологических систем до атмосферных явлений, включая волоконную оптику [51-59]. Солитоны представляют интерес в волоконной оптике, потому что они могут распространяться на большие расстояния без искажений и поэтому применимы для передачи информации. Помимо их роли в оптической связи, солитоны в волоконных кольцевых лазерах также изучались на предмет их фундаментальных свойств в нелинейной оптике. Они использовались для изучения различных явлений, таких как волны-убийцы - большие, редкие и неожиданные волны, которые могут возникать в океане и в нелинейной оптике.

В данной работе используются два различных метода пассивной синхронизации мод для генерации пикосекундных импульсов с частотой следования от 1 МГц. Поэтому, чтобы обозначить некоторую основу в этой области, в этом разделе дается краткий обзор двух методов для пассивной синхронизации мод, используемых наиболее часто для генерации ультракоротких импульсов.



Сверхбыстрые лазеры стали важными инструментами для различных промышленных и научных приложений [3, 78]. В частности, оптоволоконные сверхбыстрые источники могут извлечь выгоду из основных преимуществ технологии волоконных лазеров с точки зрения масштабируемости мощности, широкой полосы спектра и хорошего качества пространственной моды. Кроме того, гибкость технологии волоконных лазеров привела к созданию сверхбыстрых волоконных лазеров, охватывающих широкий диапазон значений ширины импульса (от наносекунд до фемтосекунд)[79].

Одним из способов генерации солитонов в волоконной оптике является использование волоконных кольцевых лазеров. Оптические солитоны вызывают интерес благодаря их перспективе применения в системах обработки сигналов и оптической связи. Применительно к оптическим волокнам обычные, солитоны представляют собой высокоинтенсивные оптические ультракороткие импульсы (УКИ), которые не расширяются и относительно долго сохраняют свою форму за счет баланса между линейным демпфирующим эффектом дисперсии и нелинейным эффектом фазовой самомодуляции. Нелинейный эффект заставляет солитон сжиматься во времени, а линейный эффект заставляет его расплываться. Полученный баланс позволяет солитону распространяться, не изменяя своей формы.

Одно из самых перспективных применений теории солитонов можно использовать в области волоконно-оптической коммуникации [51-57]. В данных работах впервые было теоретически предсказано существование солитонов в оптических волокнах и так же обозначено их потенциальное применение в системах оптической связи. Несколько лет спустя группа исследователей экспериментально продемонстрировала в волокнах с аномальной дисперсией распространение оптических солитонов [52], а затем в 1987 году продемонстрировано экспериментальное наблюдение распространения солитона в волокнах с нормальной дисперсией группами ученых из Лиможского и Брюссельского университетов, оба из которых открыли новую эру солитонов и вызвали бурное исследование оптических

солитонов [58]. Еще одним преимуществом солитонов в волоконных кольцевых лазерах является

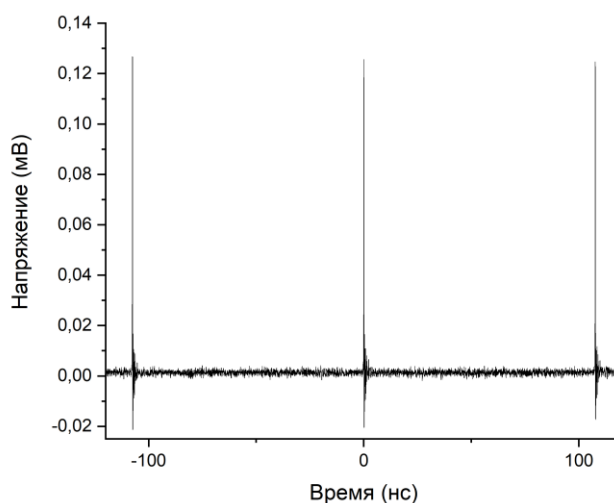


Рисунок 1.7 – Оциллограмма выходного сигнала волоконного лазера, работающего в режиме синхронизации мод. В качестве насыщающего поглотителя использовались одностенные углеродные нанотрубки.

их высокая стабильность. Поскольку это самоподдерживающиеся волны, они не требуют внешних методов стабилизации, которые могут быть сложными и дорогими. Это делает их более экономичным решением для передачи на большие расстояния. Десятилетия исследований оптических солитонов показывают, что их динамику можно хорошо понять с помощью нелинейного уравнения Шредингера (НУШ). Однако в действительности одномодовое оптическое волокно (ООВ) не является строго одномодовым, оно всегда поддерживает две ортогональные поляризационные моды. Учитывая двулучепреломление волокна, позже было обнаружено, что в зависимости от силы двулучепреломления и знака дисперсии волокна в ООВ могут быть получены три типа векторных солитонов: ярко-яркий, темно-темный и темно-яркий [59]. Хотя теоретические исследования оптических солитонов развивались стремительно, экспериментальные исследования векторных солитонов серьезно отставали.

Лазерный источник с короткими импульсами является одной из предпосылок формирования оптических солитонов. Обычно «синхронизация

мод» используется для генерации УКИ в лазерах [60, 61]. В случае волоконных лазеров с синхронизацией мод, помимо компонентов резонатора, которые

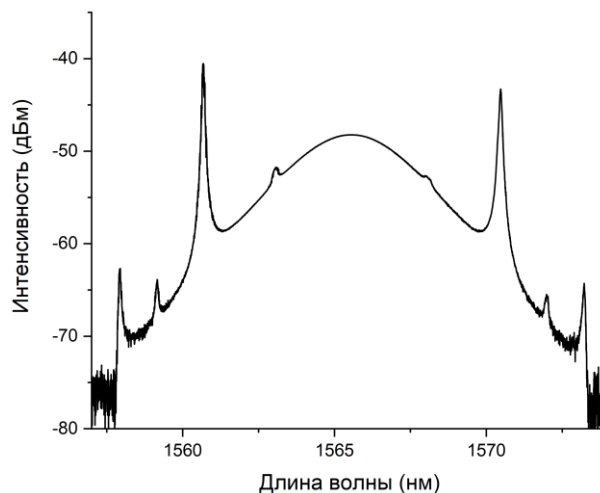


Рисунок 1.8 – Оптический спектр волоконного лазера, работающего в режиме пассивной гармонической синхронизации мод

необходимы для достижения синхронизации мод, резонатор лазера в основном состоит из оптических волокон. Если в резонаторе волоконного лазера отсутствуют какие-либо элементы, зависящие от поляризации, в частности пассивные синхронизаторы мод, исключительно за счет насыщающихся поглотителей на основе материала, отличных от метода нелинейного вращения плоскости поляризации; естественно ожидать, что при определенных условиях оптические векторные солитоны могут также распространяться вдоль лазерного резонатора без ограничений поляризатора. В последнее время исследовательские интересы сместились с аномального режима дисперсии на нормальный с целью получения большого количества энергии. В области нормальной дисперсии диссипативные солитоны образуются в результате взаимного нелинейного взаимодействия между нормальной дисперсией резонатора, нелинейным эффектом Керра волокна резонатора, насыщением лазерного усиления и полосовой фильтрацией усиления и, как правило, имеют широкополосный спектр, показанный на рис. 1.8 [62-77].

Наиболее распространенный режим работы лазера является солитонный режим с синхронизацией мод с аномальной дисперсией [51-55]. Как правило, на импульс, распространяющийся в оптических волокнах, влияет как дисперсия групповой скорости (ДГС), так и нелинейный оптический эффект Керра. Нелинейная фазовая самомодуляция (НФС) расширяет импульс в частотной области в то время, как ДГС расширяет импульс во временной области, что соответствует уменьшению длительности импульса во временной области. Импульс будет сохранять свою форму и ширину во время распространения в волокне, эти два эффекта полностью компенсируются друг другом, то есть образуется солитон. Формирование солитонов в оптических волокнах описывается нелинейным уравнением Шредингера [72].

В волоконном лазере после синхронизации мод в лазере сначала формируется ультракороткий импульс. Если пиковая мощность импульса с синхронизацией мод велика из-за нелинейно-оптического эффекта Керра в резонаторе, возникает нелинейная фазовая самомодуляция, которая сужает ширину импульса. Если мощность нелинейная фазовая самомодуляция достаточно велика, чтобы уравновесить уширение импульса, вызванное дисперсией резонатора, импульс будет распространяться в волокне без изменения формы. Фактически, поскольку нелинейная фазовая самомодуляция зависит от интенсивности импульса, когда импульс распространяется в волокне с аномальной дисперсией, она может регулировать его интенсивность таким образом, чтобы эффекты, вызванные оптическим эффектом Керра и аномальной ДГС, автоматически уравновешивались. А именно, оптические солитоны являются общим свойством волоконных лазеров с синхронизацией мод с аномальной дисперсией резонатора. Из-за наличия усиления и потерь образование солитонов в волоконном лазере также регулируется уравнением Гинзбурга-Ландау (УГЛ) [80].

Существующая теория солитонов представляет нелинейную систему как консервативную или динамика накачки/потери энергии рассматривается как небольшое возмущение консервативной системы, которое отличается от внутренней динамики диссипативных систем.

Кроме того, отмечается, что баланс между усилением и потерями, является необходимым условием для образования диссипативных солитонов в волоконном лазере, но баланс между линейными потерями и линейным усилением не является достаточным условием. Его недостаточно использовать в качестве единственного условия, чтобы гарантировать, что все импульсы, образующиеся в лазере, являются диссипативными солитонами. Эффект спектральной фильтрации для ДС в волоконных лазерах с аномальной дисперсией, который представляет собой фактически потери, зависящие от длины волны, должен быть достаточно сильным (как в случае образования солитона в волоконных лазерах с нормальной дисперсией), но на практике до сих пор все в волоконных лазерах с аномальной дисперсией из-за эффекта ограничения пика импульса этот эффект не проявлялся, следовательно, он не влиял на формирование импульса, из чего следует, что диссипативный солитон в волоконных лазерах с аномальной дисперсией практически не наблюдался. Иная ситуация наблюдается в режиме нормальной дисперсии, где спектральная фильтрация может оказать существенное влияние и отсутствует формирование импульса НУШ. Поэтому всегда образуется ДС.

Солитонный режим работы может быть достигнут как в активных, так и в пассивных волоконных лазерах с синхронизацией мод за счет формирования солитонов импульсов с синхронизацией мод. Как только в лазере достигается солитонный режим работы, характеристики импульса больше не определяются механизмом синхронизации мод, а определяются формой солитона. По сравнению с обычным импульсом с синхронизацией мод солитоны имеют меньшую ширину импульса и, следовательно, более высокую пиковую мощность.

#### 1.4. Многоимпульсные режимы генерации солитонного лазера и гармоническая синхронизация мод

Многоимпульсная работа относится к способности волоконно-кольцевого солитонного лазера генерировать несколько солитонных импульсов за один проход по резонатору. Это достигается введением в солитон возмущения, заставляющего его расщепляться на два или более меньших солитона. Возмущение может быть вызвано различными способами, такими как введение фазового сдвига, модуляции усиления или потери лазера.

Как только солитон разделится на несколько импульсов, они будут распространяться по волоконному резонатору с разными скоростями из-за небольших различий в их длинах волн или групповых скоростей. По мере того, как они циркулируют по резонатору, импульсы будут периодически взаимодействовать друг с другом, обмениваясь энергией и регулируя свои относительные фазы. Этот процесс может привести к разнообразной сложной динамике, включая деление и слияние солитонов, что может привести к генерации новых солитонов или слиянию существующих.

Многоимпульсная работа является важной особенностью волоконных кольцевых солитонных лазеров, поскольку она позволяет генерировать сложные последовательности импульсов с широким диапазоном временных и спектральных характеристик (рис. 1.9). Эти последовательности импульсов имеют множество потенциальных применений в таких областях, как телекоммуникации, спектроскопия и нелинейная оптика.

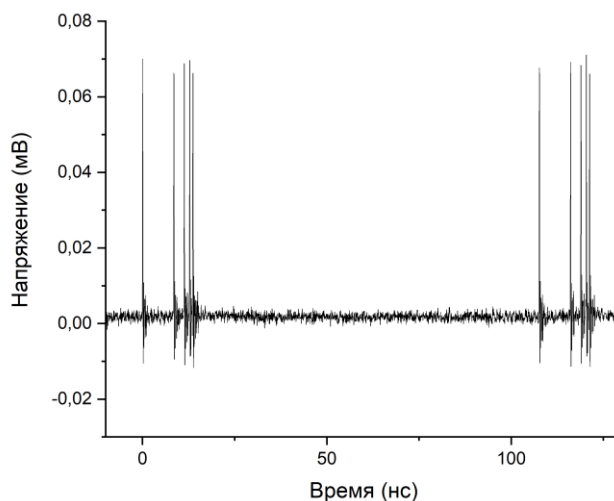


Рисунок 1.9 – Многоимпульсный режим работы лазера. Получен в использовании насыщающего поглотителя на углеродных нанотрубках.

В целом, многоимпульсная работа волоконных кольцевых солитонных лазеров является мощным и универсальным инструментом для генерации сложных последовательностей импульсов с широким спектром приложений в оптике и фотонике. Текущие исследования в этой области сосредоточены на разработке новых методов контроля и управления динамикой солитонных импульсов с целью создания еще более совершенных и сложных лазерных систем.

Гармоническая синхронизация мод – это режим работы, используемый в солитонных волоконных лазерах для генерации высокочастотной последовательности ультракоротких импульсов. В этом случае, в резонаторе лазера распространяются несколько солитонных импульсов, которые после фазовой синхронизации генерируют последовательность импульсов с частотой повторения, кратной фундаментальной частоте следования солитонов. Одним из основных преимуществ гармонической синхронизации мод является возможность генерировать фемтосекундные импульсы высокой энергии с высокой частотой повторения, что может быть полезно для различных приложений, таких как сверхбыстрая спектроскопия, высокоскоростная передача данных и лазерная микрообработка. Этот метод также имеет то преимущество, что он относительно прост в реализации по

сравнению с другими методами генерации ультракоротких импульсов, такими как синхронизация мод с внешними элементами резонатора. Однако у гармонической синхронизации мод есть и некоторые недостатки. Одной из основных проблем является достижение стабильной работы, поскольку синхронизация нескольких солитонных импульсов требует тщательного контроля параметров лазерного резонатора.

Первые исследования гармонической синхронизации мод в солитонных волоконных лазерах относятся к началу 1990-х годов. В 1991 году предложена концепция гармонической синхронизации мод [81], а в 1996 году она была экспериментально продемонстрирована с использованием волоконного лазера [82].

За реализацию гармонической синхронизации мод в волоконных лазерах могут отвечать различные механизмы. Определение механизмов собственно синхронизации мод (полупроводниковых зеркал, нелинейного вращения плоскости поляризации (НВП), насыщающего поглощения при помощи углеродных нанотрубок и т.д.) и механизмов распространения импульсов по гармоникам резонатора позволяет классифицировать лазеры в режиме гармонической синхронизации мод. В подобных лазерах с внутрирезонаторным фильтром [83] ключевым элементом является высокочастотный встроенный интерферометр с областью свободной дисперсии (ОСД) равным частоте следования импульсной последовательности. Важно отметить, что для достижения гармонической синхронизации мод с частотой следования  $\sim 1$  ГГц и выше селективность встроенного фильтра должна быть достаточно высокой, чтобы выделять отдельные моды волоконного резонатора из сотен соседних мод [84]. В свою очередь полностью пассивный вариант гармонической синхронизации мод в кольцевом волоконном резонаторе связан с упорядочиванием расположения в резонаторе множества импульсов, происходящим вследствие их взаимного отталкивания [85]. В основе этого отталкивания могут лежать различные физические эффекты – взаимодействие через насыщающееся и



релаксирующее усиление [86, 87], взаимодействие посредством дисперсионных волн или непрерывной компоненты [88], через акустические волны, посредством электрострикции [89] и т.д. Определение вида межимпульсного взаимодействия для каждого конкретного волоконного лазера в режиме гармонической синхронизации мод достаточно затруднительно, поэтому зачастую обозначается только тип осуществляемой синхронизации мод. Так, известны лазеры с НВПП синхронизацией мод, способные генерировать оптические импульсы на частоте до 20 ГГц [90], лазеры с гармонической синхронизацией мод с частотой несколько ГГц с насыщающимся поглотителем на основе графена или углеродных нанотрубок [91, 92].

Значительный интерес в последнее время вызывают волоконные лазеры гибридной конфигурации в режиме гармонической синхронизации мод, в которых эффект насыщающего поглощения сопровождается смещением частоты, осуществляемым при помощи оптического модулятора [93]. В этом случае частота модулятора значительно ниже частоты следования импульсов, т.е. происходит не активная, а именно пассивная синхронизация мод со смещением частоты солитонного импульса. Особенность подобных схем состоит в том, что в определенных случаях смещение частоты вместе со дополнительной спектральной фильтрацией может приводить к стабилизации и повышению качества высокочастотной импульсной последовательности [94]. Основными показателями качества импульсной последовательности являются уровень подавления межмодового шума и, в принципе, связанные с ним флуктуации межимпульсного расстояния [95]. У волоконных лазеров с гармонической синхронизацией мод на основе углеродных нанотрубок или графена параметр подавления межмодового шума находится в диапазоне 40 – 50 дБ [91, 96], у лазеров с гармонической синхронизацией мод с насыщающим поглощением на основе НВПП этот параметр обычно несколько ниже  $\sim 30$  дБ и снижается с ростом частоты следования (до  $\sim 15$ – $25$  дБ при максимальных частотах следования  $\sim$

20 ГГц) [90]. Упомянутые выше лазеры гармонической синхронизацией мод, использующие для гибридной синхронизации мод смещение частоты, обладают высоким уровнем подавления межмодового шума ( $> 60$  дБ) и, соответственно, высокой стабильностью импульсной последовательности.

Замечательным свойством солитонных лазеров в многоимпульсном режиме генерации является эффект квантования энергии солитона, обеспечивающий эквивалентность всех импульсов в резонаторе, т.е. равенство их энергий и длительностей [97]. Этот эффект позволяет повышать частоту следования импульсов при увеличении накачки, естественно, что для лазеров с гармонической синхронизацией мод при этом важно сохранение режима гармонической синхронизации мод. Альтернативным способом повышения частоты следования является сужение спектра усиления. В этом случае для лазера энергетически более выгодно увеличение числа импульсов в резонаторе при снижении ширины спектра и энергии отдельного импульса. К негативным моментам при этом следует отнести увеличение длительности и снижение пиковой мощности солитона.

## Глава 2. Генерация ультракоротких импульсов в волоконных лазерах

Известно, что лазерные источники высокочастотных импульсных последовательностей необходимы в большом числе приложений современной фотоники, в частности, они востребованы в задачах оптической связи, спектроскопии, метрологии, радиофотоники и т.д. [98, 2]. Одним из наиболее изучаемых в последние десятилетия вариантов исполнения подобных источников являются солитонные волоконные лазеры с гармонической синхронизацией мод, которые обладают рядом принципиальных преимуществ – удобным выводом излучения при высоком качестве пучка, компактностью и сравнительно низкой стоимостью при возможности изготовления из стандартного набора компонентов [3, 99].

Разработки волоконных лазеров с гармонической синхронизацией мод ведутся в последние годы в рамках разных направлений. В частности, достаточно интенсивно развиваются кольцевые волоконные лазеры с гармонической синхронизацией мод со встроенным внутрирезонаторным фильтром, отличительным свойством которых является отсутствие специального насыщающегося поглотителя [100, 5]. Однако, для достижения частот следования импульсов гигагерцового диапазона в подобной схеме селективность встроенного в резонатор фильтра должна позволять выделять отдельные моды волоконного резонатора из сотен соседних мод [6]. Кроме того, недостатком этого метода является довольно сложная синхронизации частоты следования, определяемой фильтром, с фундаментальной частотой резонатора [1]. В другом, более традиционном направлении исследований волоконных лазеров с гармонической синхронизацией мод, использующем для пассивной синхронизации мод схемы нелинейного вращения плоскости поляризации (НВП) [12] либо насыщающегося поглощения на основе графена или углеродных нанотрубок [101, 13], также чаще всего применяются варианты кольцевых резонаторов.

## 2.1 Гармоническая синхронизация мод в волоконном лазере с линейным резонатором на насыщающемся поглотителе

В этом разделе рассматривается схема лазера в режиме гармонической синхронизации мод, использующая линейный волоконный резонатор. Известно, что линейная конфигурация резонатора исключает нелинейное вращение плоскости поляризации для синхронизации мод, таким образом для нее используются другие механизмы. В результате, лазеры подобного типа не нуждаются в постоянной подстройке поляризации, что значительно облегчает их запуск и повышает стабильность работы. Импульсные источники на фундаментальной частоте линейного волоконного резонатора, обладающие высокой частотой следования импульсов ( $\sim$  ГГц), также известны [102, 103]. Их очевидными недостатками, вытекающими из малой длины ( $\sim$  10 см) резонатора, являются небольшая выходная мощность, высокие требования к компонентам (зеркалу, устройству накачки и т.п.) и ограниченные возможности в настройке. В известных к настоящему времени в волоконных лазерах с линейным резонатором для гармонической синхронизации мод используется схема "сталкивающихся импульсов" (в принципе, аналогичная подходу с встроенным внутрирезонаторным фильтром), которая позволяет достичь частот следования порядка сотен МГц [104, 105], причем в этом варианте регулировка частоты следования без перестройки резонатора принципиально исключена. В данной главе, продемонстрирован волоконный лазер в режиме гармонической синхронизации мод с линейным резонатором, позволяющий в достаточно широких пределах (от десятков МГц до 1 ГГц), регулировать частоту следования генерируемой импульсной последовательности.

Схема рассматриваемого волоконного лазера показана на рис. 2.1. Линейный резонатор состоит из 0,6-метрового волокна, легированного эрбием (EDF-150 OFC), в качестве усиливающей среды, накачиваемого парой лазерных диодов с длиной волны 976 нм мощностью до 400 мВт через два WDM 976/1550.

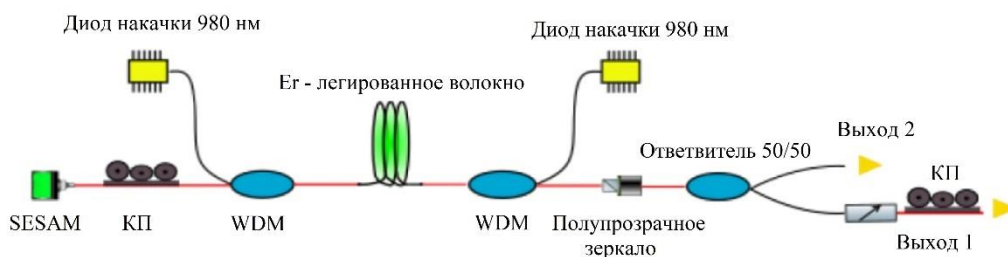


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки.

КП – контроллер поляризации, WDM – волоконный мультиплексор, SESAM – полупроводниковое насыщающееся зеркало

Резонатор заканчивается полупроводниковым насыщающимся зеркалом с одного конца (ВАТОР SAM-1550-4.0x2.0-25.0g-c) имеющим время релаксации 2 пс, глубину модуляции 15 % и ненасыщаемые потери 10 % и волоконно-гибридным широкополосным полупрозрачным зеркалом с другого конца. Пропускание полупрозрачного зеркала равно 10% при центральной длине волны  $\lambda = 1550$  нм, минимальной полосе пропускания 7 нм по уровню 0,5 дБ и полосах затухания на 1520 ~ 1543 и 1557 ~ 1610 нм (по уровню 25 дБ). Все элементы резонатора соединены стандартным волокном SMF-28, общая длина резонатора составляет  $L = 3,89$  м, что соответствует основной частоте 26,52 МГц. Полную дисперсию резонатора можно оценить как сумму дисперсий всех элементов волокна. Это значение составляет около  $0,11$  пс<sup>2</sup>.

Результаты эксперимента регистрировались анализатором спектра HP 70950B (разрешение 0,1 нм) и сканирующим автокоррелятором FR103-WS. Для регистрации радиочастотного сигнала лазера использовались анализатор радиочастотного (РЧ) спектра R&S FSP40 и фотодетектор MACOM D-8IR.

При мощности накачки более 22 мВт происходит самозапуск лазера в режиме синхронизации основных мод на центральной длине волны  $\lambda_0 \sim 1553$  нм. При увеличении мощности накачки система переходит в режим генерации множества импульсов с равномерным их расположением в резонаторе, т. е. демонстрирует гармоническую синхронизацию мод.

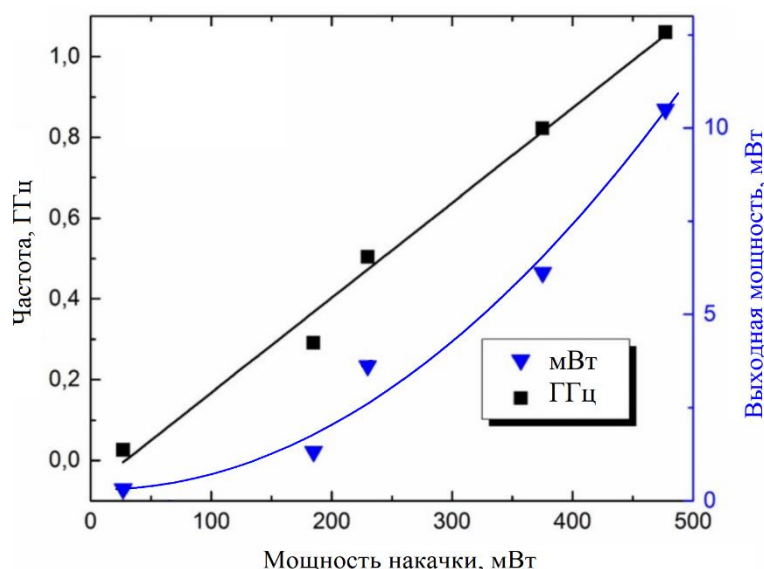


Рисунок – 2.2 Зависимость выходной мощности и частоты следования импульсов от мощности накачки.

При увеличении мощности накачки до 480 мВт при определенной ориентации КП, наблюдается генерация импульсов с частотой повторения 1060,9 МГц, что соответствует сороковой гармонике резонатора. Полученные настройки лазера обеспечивают синхронизацию гармонических мод в широком диапазоне частот следования (от основной частоты 26,5 МГц до максимальной частоты повторения 1060,9 МГц) за счет изменения мощности накачки без дополнительной настройки КП. На рис. 2.2 показано изменение выходного излучения лазера в зависимости от мощности накачки.

Как видно на рис. 2.2, частота следования импульсов увеличивается пропорционально мощности накачки. Изменения выходной мощности не находятся в точном соответствии с линейным законом, что приводит к изменению расчетной энергии одиночного импульса в диапазоне от 3,5 до 10 пДж (рис. 2.3). Как видно, энергия одиночного импульса увеличивается с увеличением частоты повторения. Качество сгенерированной последовательности импульсов можно оценить по осциллограмме и радиочастотному спектру (рис. 2.3). Как видно из рис. 2.3(б), отношение сигнал/шум (ОСШ), полученное из радиочастотного спектра высокого разрешения, уменьшается с  $\sim 57$  дБ для основной частоты до  $\sim 34$  дБ для максимальной частоты повторения.

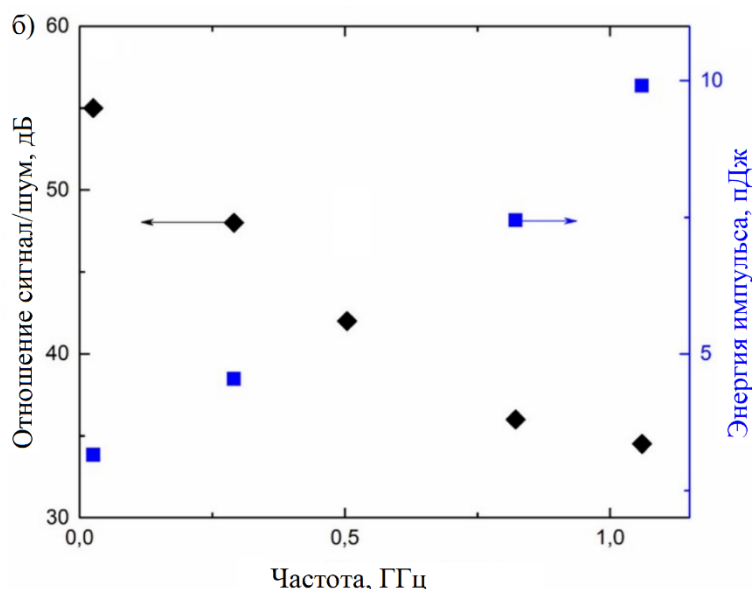


Рисунок – 2.3 Зависимость ОСШ и энергии одиночного импульса от частоты следования импульсов.

Пример радиочастотного спектра высокого разрешения, записанного для частоты повторения 1060,9 МГц, показан на врезке рис 2.4(б). Используя эти данные, можно провести количественную оценку низкочастотного джиттера соответствующей последовательности импульсов равный 0,05 – 0,5%. На рис. 2.3(б) также показан измеренный радиочастотный спектр с разрешением 1 кГц.

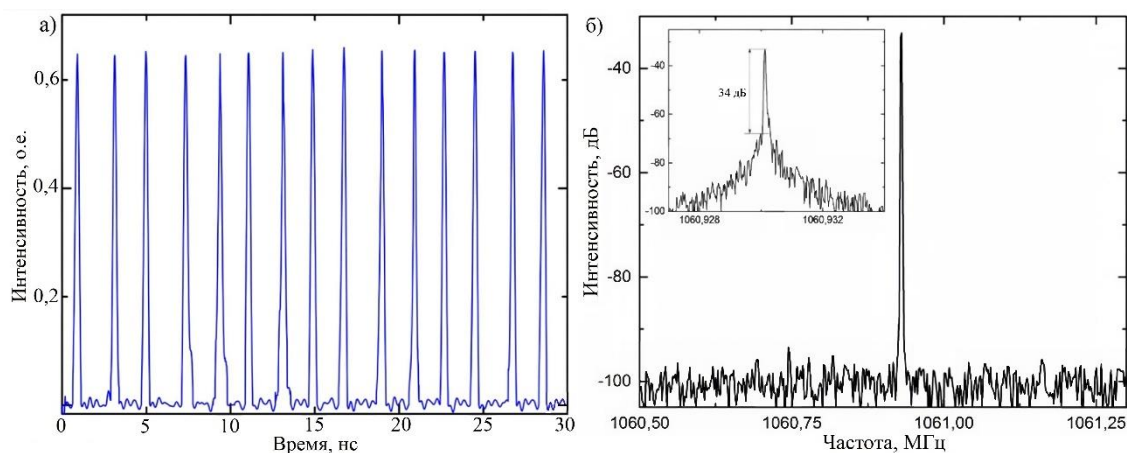


Рисунок – 2.4 Осциллограмма (а) и РЧ-спектр (б) последовательности импульсов с частотой повторения 1060,9 МГц, измеренный с разрешением 1 кГц. Вставка: РЧ-спектр, измеренный с разрешением 30 Гц.

Резонатор обладает аномальной дисперсией, поэтому лазер генерирует солитонные импульсы. Измеренные оптические спектры и автокорреляционные кривые генерируемых импульсов для основной частоты

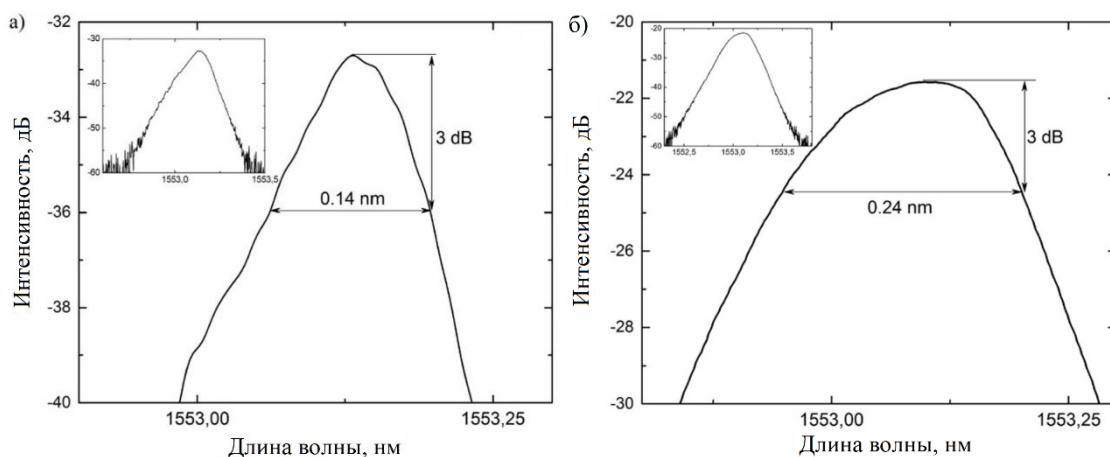


Рисунок – 2.5 Оптические спектры генерируемых импульсов. Для фундаментальной частоты (а), для частоты повторения 1060,9 МГц (40-я гармоника резонатора) (б). Вставки: широкополосные спектры и максимальной частоты повторения 1060,9 МГц показаны на рис. 2.5(б). Оптические спектры генерируемых импульсов не содержат специфических полос, характерных для непрерывной составляющей или дисперсионной составляющей. волны.

Ширина спектра импульса на полувысоте увеличивается с увеличением частоты повторения от значения  $\Delta\lambda_{FWHM} \sim 0,14$  нм для основной частоты до значения  $\Delta\lambda_{FWHM} \sim 0,24$  нм, соответствующего частоте следования 1060,9 МГц. Наоборот, длительность импульса на полувысоте уменьшается от максимального значения 18,3 пс для основной частоты до минимального 10,4 пс, что соответствует частоте следования 1060,9 МГц (рис. 2.6).

Рассчитанное произведение время-ширина составляет  $\sim 0,32$ , подтверждая, что генерируемые импульсы близки к спектрально ограниченному солитонам. Импульсы более высокой энергии с максимальной частотой повторения (рис. 2.5) имеют минимальную длительность 10,4 пс, и наоборот, длительность импульсов меньшей энергии, генерируемых на основной частоте, максимальна (18,3 пс). Относительно узкая ширина спектра может быть объяснена несоответствием центральной длины волны полупрозрачного зеркала ( $\lambda = 1550$  нм) пику усиления, расположенному в области более длинных волн.



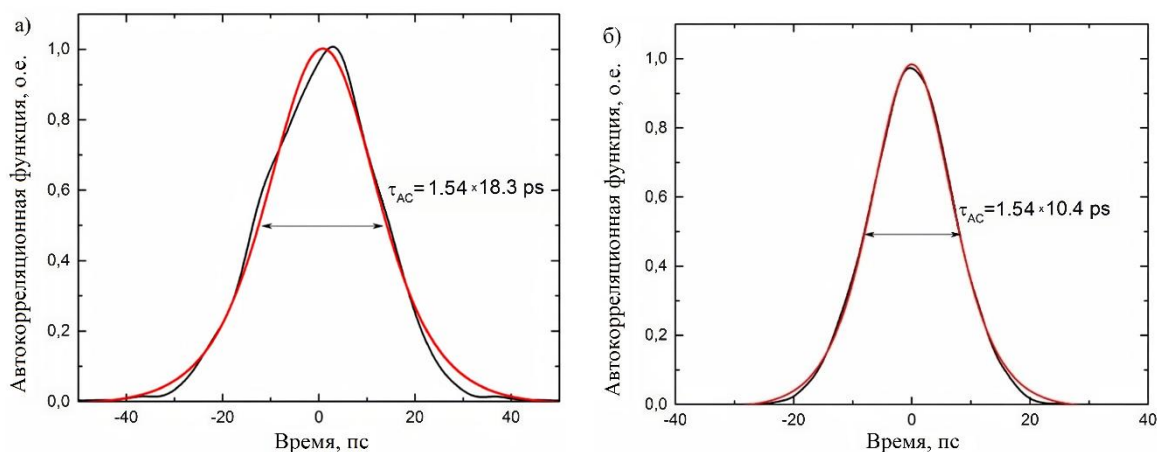


Рисунок – 2.6 Автокорреляционные функции генерируемых импульсов. Для последовательности импульсов с основной частотой (а), для последовательности импульсов с частотой повторения 1060,9 МГц (40-я гармоника резонатора) (б).

Полученный эффективный фильтр достаточно силен, чтобы подавить дисперсионные волны и возможную непрерывную составляющую излучения. Повышение мощности накачки увеличивает полосу пропускания фильтра, обеспечивая не только генерацию новых солитонов в резонаторе, но и увеличение энергии одиночного солитона и расширение его спектра.

## 2.2. Гармоническая синхронизация мод в кольцевом лазере на основе нелинейного вращения плоскости поляризации

В данном разделе продемонстрирован импульсный кольцевой волоконный лазер, работающий в режиме пассивной гармонической синхронизации мод на основе эффекта нелинейного вращения плоскости поляризации. Схема экспериментальной установки приведена на рис.2.7.

В качестве активной среды использовалось эрбиевое волокно длиной 1 м. Коэффициент поглощения на длину волны накачки составлял 6,4 дБ/м. Общая длина резонатора, с учетом линии задержки на одномодовом волокне, составляла 2,4 м, что обеспечивало частоту повторений импульсов на основной гармонике в 84 МГц. Накачка активного волокна осуществлялась одномодовым полупроводниковым лазерным диодом с длиной волны 1461 нм. Мощность диода накачки изменялась в диапазоне от 30 до 180 мВт.

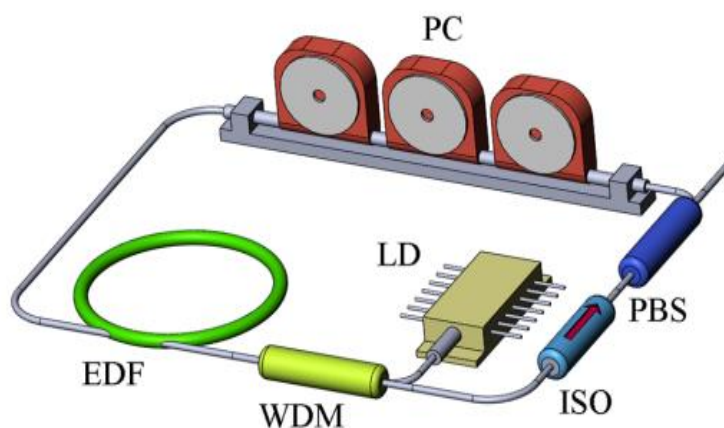


Рисунок 2.7 – Схема экспериментальной установки. EDF – активное волокно, PC – контроллер поляризации, LD – диод накачки, WDM – волоконный мультиплексор, ISO – волоконный изолятор, PBS – волоконный поляризационный делитель.

Гармоническая синхронизация достигалась путём точной подстройки контроллеров поляризации и выбором оптимальной мощности накачки.

В результате экспериментов были получены несколько рабочих точек, в которых наблюдался стабильный режим работы лазера. Причем эти режимы можно было объединить в серии по длинам волн генерации. На рис.2.8 представлены спектры выходного излучения. Так на длине волны 1555 нм лазер работал в режиме гармонической синхронизации на частотах 480 МГц и 1,85 ГГц, на длине волны 1558 нм – 84, 168 и 840 МГц, на длине волны 1560 нм – 3,11 ГГц, 3,95 ГГц и 5,62 ГГц. На рис.2.9 показаны осциллограммы выходных импульсов и соответствующие автокорреляционные функции. Максимальная частота 5,62 ГГц соответствует 67-й гармонике.

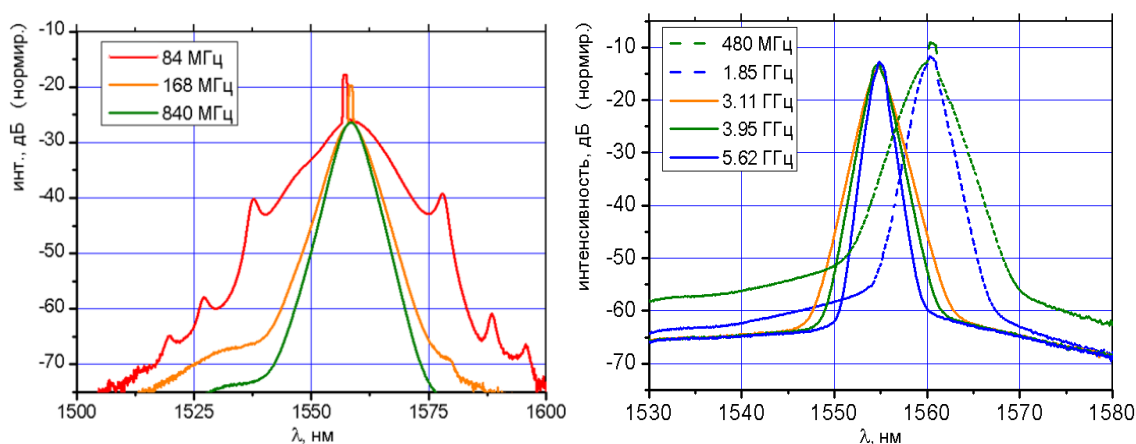


Рисунок 2.8 – Спектры выходного излучения на разных гармониках.

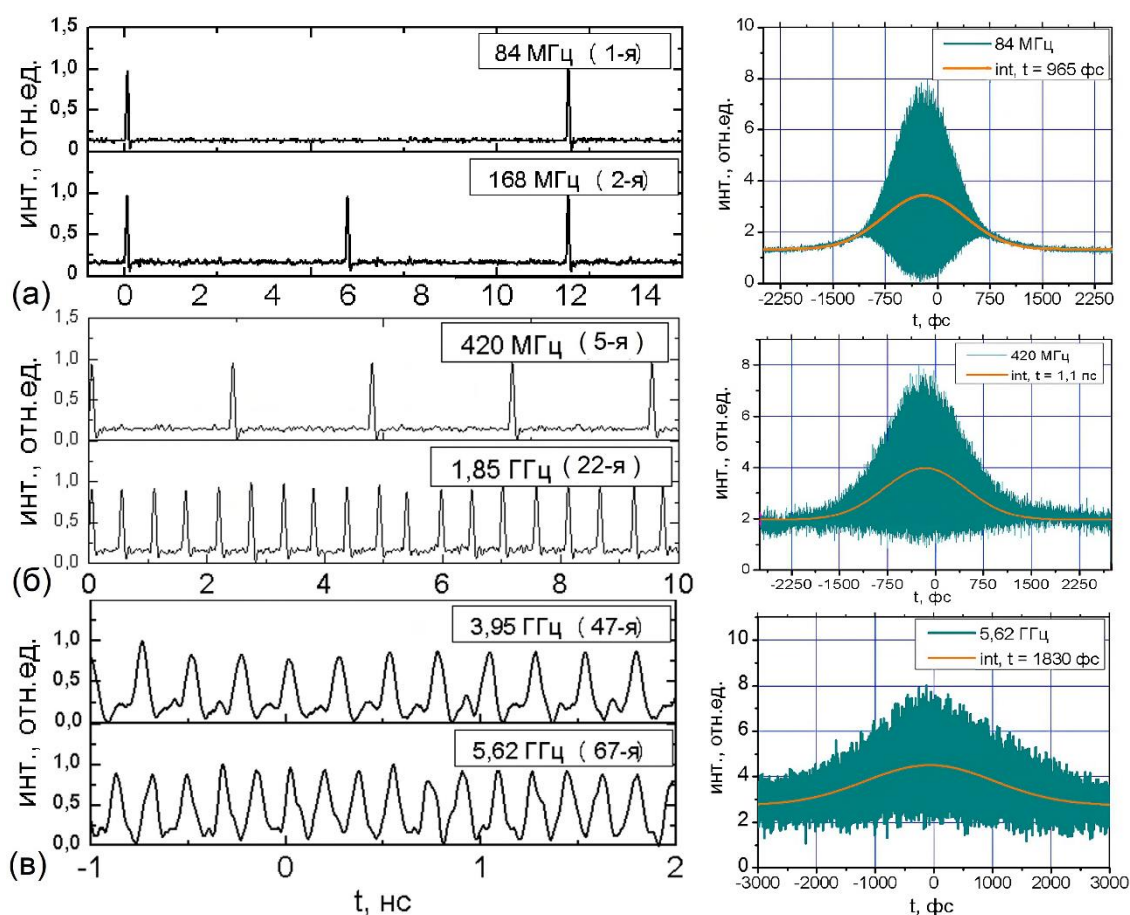


Рисунок 2.9 – Осциллограммы и соответствующие серии автокорреляционные функции выходных импульсов для длин волн генерации: а) 1558 нм, б) 1555 нм, в) 1560 нм.

Длительность импульсов изменялась в диапазоне от 800 до 1800 фс. Зависимость длительности импульсов от частоты представлена на рис. 2.10. Для достижения устойчивого режима генерации при высоких номерах гармоники, требуется компенсировать падение пиковой мощности и сохранения достаточного нелинейного поворота плоскости поляризации путём увеличения спектральной плотности мощности (за счет сужения спектра).

Относительная интенсивность шума (дБ/Гц) лазера при генерации на различных гармониках представлена в таблице 2.1. С увеличением номера гармоники значительно возрастает уровень шумов, что связано с отсутствием

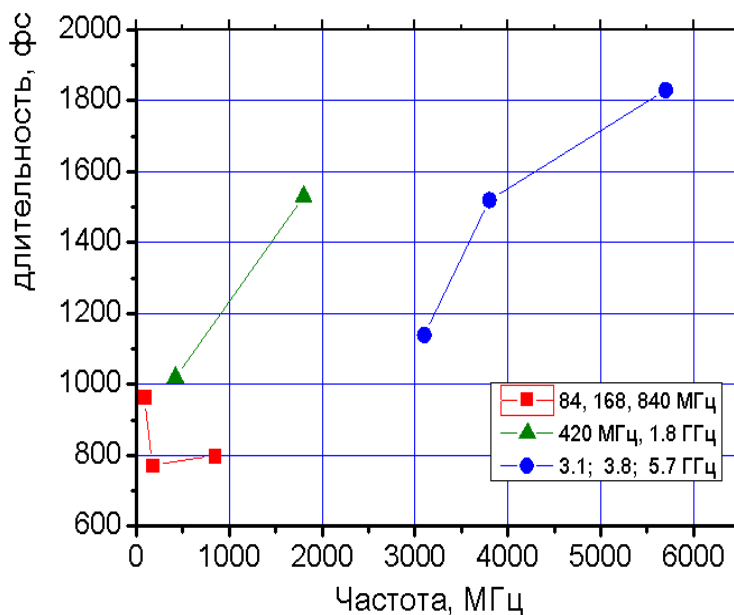


Рисунок 2.10 – Зависимость длительности импульсов от частоты гармоники.

сильных эффектов стабилизации периода следования импульсов в резонаторе в схеме с пассивной гармонической синхронизацией. При измерении частотной модуляции импульсов длина резонатора была укорочена, вследствие чего основная частота повторения импульсов составила 97 МГц. Результаты измерения частотной модуляции импульсов приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.1 – Зависимость уровня шумов от номера гармоники.

Частота лазера, МГц	Уровень, дБ/Гц						
	10 Гц	100 Гц	1 кГц	10 кГц	100 кГц	1 МГц	10 МГц
84	-50,9	-85,5	-115,9	-119,4	-125,8	-139,1	-152,7
84*	-78,7	-78,1	-78,5	-100,6	-122	-138	-150,4
252 (3я)	-65,5	-65,2	-67	-96,9	-113	-137	-153
336 (4я)	-64,3	-75,8	-92	-102	-110	-137	-151,7
420 (5я)	-64,8	-79,6	-89	-107	-105	-135	-149
505 (6я)	-58,4	-66,9	-78,7	-106,4	-104	-136,2	-149
589 (7я)	-40,5	-65,1	-76,6	-98,5	-107,3	-134,2	-
926 (11я)	-44,4	-82	-91	-91,2	-82,9	-111,8	-132,1

\* режим работы с генерацией непрерывного излучения

Таблица 2.2 – Зависимость уровня шумов от номера гармоники.

f, МГц	t, пс	C, ГГц/пс	$\Delta\lambda$ , нм	f, МГц	t, пс	C, ГГц/пс	$\Delta\lambda$ , нм
97*	0,74	-1300	5,9	580	2	-100	1,62
97	1,63	-143	2,67	900	1,5	-87	2,1
200	1,5	-94	1,98	1200	1,5	90	1,47
400	2,5	-94	1,85				

\*При работе лазера в режиме сильной частотной модуляции (-1300ГГц/пс) не удалось получить серию режимов гармонической синхронизации.

Результаты измерения частотной модуляции импульсов на основной частоте, 6-й и 12-й гармониках представлены рис. 2.11. Анализируя данные, видно, что увеличением номера гармоники частотная модуляция импульса сильно искажается.

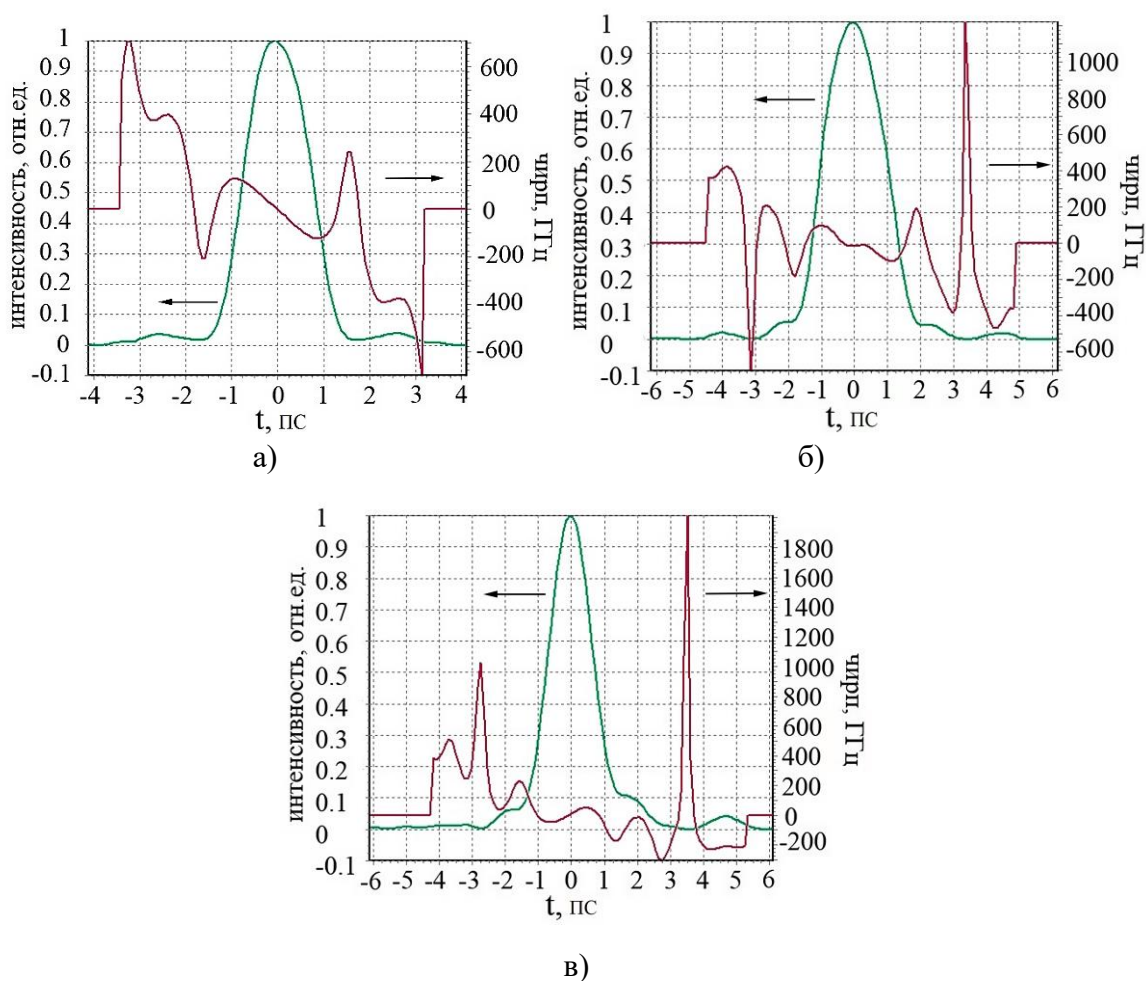


Рисунок 2.11 – Форма и частотная модуляция импульса на: а) основной частоте, б) 6-й гармонике, в) 12-й гармонике.

## Выводы к главе 2

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [A17, A19] и сводятся к следующему:

1. Впервые продемонстрирован волоконный лазер в режиме гармонической синхронизации мод с линейным резонатором и широкой перестройкой частоты следования импульсов (от десятков МГц до 1 ГГц).
2. Изменение мощности накачки приводит к автоматическому изменению частоты следования импульсов без дополнительной подстройки поляризации.
3. Эффект фильтрации, возникающий из-за несовпадения центральной длины волны выходного отражателя с пиком усиления, приводит к достаточно узкой ширине спектра, а также способствует полному подавлению дисперсионных волн и непрерывной составляющей излучения.
4. Предложенная экспериментальная схема перспективна для генерации стабильной гребенки оптических частот с возможностью перестройки и может быть использована в радиофотонике, спектроскопии и т. д.
5. Недостатком метода является относительно низкая энергия выходного импульса (10 пДж и менее). Однако предлагаемый лазерный источник легко может быть включен в схемы каскадного усиления, увеличивая энергию импульса на порядки.
6. Создан экспериментальный образец волоконного лазера, работающий в режиме гармонической синхронизации мод. При основной частоте лазера в 84 МГц был получен режим генерации на 67-й гармонике (5,62 ГГц). Установлено, что существуют рабочие точки с возможностью перестройки лазера по гармоническим частотам на заданных длинах волн. Длительность импульсов при этом варьировалась в диапазоне 800 – 1800 фс. Установлено, что на высоких гармониках межмодовый шум ухудшается в среднем на 25-30 дБ. Увеличение номера гармоники приводит к искажению частотной модуляции на высоком номере гармоники.

### Глава 3. Лазеры с обратной связью со сдвигом частоты

В этом разделе рассматриваются теоретические основы стабилизации гармонической синхронизации мод в солитонном лазере при помощи сдвига частоты. Основное внимание будет уделено динамике импульсов, в предположении, что их устойчивость обеспечивается механизмами синхронизации мод, естественно необходимыми при запуске лазера.

Значительный интерес вызывает эффект сдвига частоты, который может осуществляться непосредственно в резонаторе лазера при помощи оптического модулятора [15]. Лазер такого типа генерирует на частоте, определяемой балансом частотного сдвига акустооптического модулятора и встречного нелинейного сдвига, возникающего на спектральном фильтре вследствие потерь, зависящих от ширины полосы излучения [106, 107]. Известно, что при помощи этого эффекта может быть реализована одна из схем синхронизации мод, основанная на отделении солитонных импульсов от низкоамплитудного спектрально-узкополосного фона [108]. В случае применения к взаимодействующим импульсам частотный сдвиг нарушает симметрию взаимодействия, провоцируя изменение коэффициента связи между импульсами. В этом контексте мы хотим обратить внимание на ряд работ, демонстрирующих повышенную стабильность гармонической синхронизации мод в волоконных лазерах с внутриврезонаторным сдвигом частоты [93-94]. Целью данной работы является стремление выяснить физические причины данного эффекта, а также теоретически и экспериментально показать возможность стабилизации гармонической синхронизации мод в солитонных лазерах со сдвигом частоты.

Впервые о формировании импульса в лазерах со сдвигом частоты в 1988 году [42]. В этой работе в кольцевом лазере на красителях генерировались импульсы шириной от 29 до 9,6 пс со случайной частотой следования импульсов. Через несколько лет в работах [109, 110] были опубликованы теоретические модели для расчета формы выходной мощности лазера во временной и частотной областях. Обе модели показали,

что резонатор со сдвигом частоты может генерировать периодические импульсы с частотой повторения, равной обратному времени обхода резонатора. Однако в этих моделях не учитывались шум или нелинейные эффекты. Роль нелинейных эффектов в формировании импульсов изучалась в работе [111] и было высказано предположение, что керровская нелинейность оптического волокна является причиной формирования импульсов в резонаторе лазера. В этой работе авторы также численно и экспериментально продемонстрировали, что импульсы малой длительности и более широкой полосой излучения могут быть получены за счет увеличения в резонаторе сдвига частоты. Подобные эксперименты проводились с использованием оптических волокон, легированных ионами  $\text{Er}^{3+}$  и  $\text{Nd}^{3+}$ . Работе [112] авторы использовали другой анализ формирования импульсов в лазерах, используя аналогию метода скользящего фильтра, подобной в системах передачи на большие расстояния, с характеристиками волоконного кольцевого лазера со сдвигом частоты [113]. Была продемонстрирована работа самозапускающейся солитонной генерации длительностью импульса от 20 до 16 пс с помощью волоконного кольцевого лазера со сдвигом частоты, легированного  $\text{Er}^{3+}$ . Роль дисперсии групповых скоростей в лазере со сдвигом частоты была исследована в работе [114]. Авторы пришли к выводу, что формирование импульсов возможно как в аномальном, так и в нормальном режимах дисперсии. Таким образом, лазер со сдвигом частоты также был продемонстрирован с волокнами  $\text{Yb}^{3+}$ . Например, в статье [115] продемонстрирован перестраиваемый лазер в режиме синхронизации мод со сдвигом частоты, работающий в диапазоне от 1010 до 1064 нм. Лазер генерировал импульсы длительностью 5 пс и работал одновременно в режимах модуляции добротности и синхронизации мод, что позволяло генерировать пиковые мощности 1,2 кВт.

Первый полностью волоконный лазер со сдвигом частоты был описан в работе [116]. Эта новая конструкция была основана на волоконно-оптическом акустооптическом преобразователе частоты, который также работал как



полосовой фильтр. В [117] было продемонстрировано, что формирование импульсов в FSF-лазерах также возможно без использования жесткого механизма спектральной фильтрации (полосовой фильтр), который в конечном итоге может ограничить укорочение импульса. Субпикосекундные импульсы в лазере со сдвигом частоты достигаются за счет вставки поляризирующих элементов, то есть поляризационного делителя, внутрь резонатора [15, 118]. Ультракороткие импульсы генерировались таким образом за счет эволюции нелинейной поляризации внутри кольцевого резонатора. Например, в [118] волоконный лазер со сдвигом частоты, легированный  $\text{Yb}^{3+}$ , генерировал стабильные чирпированные импульсы длительностью 4 пс, которые за пределами резонатора сжимались до импульсов 68 фс с энергией  $\sim 100$  пДж. Субпикосекундные импульсы также были получены с помощью гибридных конфигураций резонатора, подобных представленному в [119]. В этой работе слегка чирпированные импульсы длительностью  $< 2$  пс были получены с помощью лазерного резонатора, который включал нелинейное усиливающее петлевое зеркало. Сжатие импульсов до фемтосекундного диапазона осуществлялось за счет компенсации линейного чирпа на импульсах с помощью отрезка световода SMF-28.

Подобные лазеры с возможностью перестраиваемые также реализованы различными способами [116, 120, 121]. Например, в [116] перестройка длины волны была достигнута путем управления частотой акустического возбуждения самодельного акустооптического волоконного преобразователя частоты. В более поздних работах показано, что настройку длины волны также можно осуществить с помощью регулировкой ВЧ-мощности, подаваемой на акустооптический модулятор [121].

Также проводились работы, направленные на увеличение пиковой мощности импульсов [122]. Выходная энергия волоконного лазера со сдвигом частоты, легированного  $\text{Er}^{3+}$ , увеличилась за счет использования волокна с большой площадью моды. Эта конструкция продемонстрировала

энергию импульса  $\sim 1,6$  нДж и пиковую мощность 1,7 кВт. В работе [123] помощью волоконного лазера, легированного  $\text{Yb}^{3+}$ , с линейной конструкцией резонатора продемонстрирована генерация с энергией импульса до 120 нДж и пиковая мощность более 40 кВт. Энергия импульсов была значительно увеличена за счет синхронизации мод с модуляцией добротности и достигла с помощью этого метода, 1 пДж при средней мощности 870 мВт на выходе.

Импульсы, генерируемые лазерами со сдвигом частоты, в оптическом спектре асимметричны, из-за квадратичной частотной модуляции, обусловленной дисперсией фильтра [113] и преобразователем частоты [108] в резонаторе. Однако, существует работы, которые связывают экспериментальные результаты [111, 114, 106] с теоретическими моделями, описывающими режим синхронизации мод в данных лазерах [113, 108]. Кроме того, большая часть экспериментальных работ, выполненных с лазерами со сдвигом частоты, легированными одномодовым волокно с  $\text{Er}^{3+}$ , была сосредоточена на получении более коротких импульсов с помощью различных конфигураций резонатора без особого внимания к форме спектра импульса и ее связи с поведением импульса во временной области. Например, экспериментально продемонстрирована сильная спектральная асимметрия импульса в работах [114, 15, 121]; однако, как параметры резонатора лазера (усиление, полоса пропускания фильтра, сдвиг частоты) определяют или влияют на форму импульса во временной и в частотной областях остаются предметом обсуждений.

### 3.1 Анализ динамики импульсов в лазере со сдвигом частоты

Для анализа введем обозначения параметров рассматриваемой модели:  $\beta_{2r}$ ,  $\gamma_r$  – дисперсия групповых скоростей и коэффициент керровской нелинейности резонатора,  $g, l$  – коэффициенты усиления и потерь за один проход,  $\Omega_f$  – ширина спектрального фильтра. Введем также безразмерную длину распространения, кратную длине резонатора  $z_r = z/L_r$ , и характерное

время  $\tau_0$ , которое выберем так, чтобы значения параметров можно было эффективно усреднить при распространении на дисперсионную длину  $Z_D = \tau_0^2 / \beta_{2r}$ . Для описания распространения импульса в присутствии смещения частоты и фильтра в кольцевом лазере используется усредненное нелинейное уравнение Шредингера с возмущением. В солитонных единицах  $Z = z_r / Z_D, \tau = t / \tau_0$  его можно записать следующим образом [107]:

$$\frac{\partial u}{\partial Z} - \frac{i}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} - i|u|^2 u = \delta u + \beta \left( \frac{\partial}{\partial \tau} + i\dot{\omega}_{AOM} \right)^2 u, \quad (3.1)$$

где  $\delta = (g - l)Z_d$  – параметр избыточного (превышающего потери) усиления,  $\beta = 2 / (|\beta_{2r}| \Omega_f^2)$  – дисперсия фильтра,  $\dot{\omega}_{AOM} = 2\pi \Delta \nu t_0^3 / \beta_{2r}$  – безразмерная скорость сдвига частоты ( $\Delta \nu$  – частотный сдвиг акустооптического модулятора в Гц). Односолитонное решение невозмущенного нелинейного уравнения Шредингера можно записать в виде:

$$\begin{aligned} u_1(Z, \tau) &= \eta_1 \operatorname{sech}(\eta_1 (\tau - \tau_1(Z))) \exp(i\omega_1(Z)\tau + i\phi_1(Z)), \\ \omega_1 &= \partial \tau_1 / \partial Z, \quad \partial \phi_1 / \partial Z = (\eta_1^2 - \omega_1^2) / 2 \end{aligned}, \quad (3.2)$$

где  $\eta_1, \tau_1, \omega_1$  и  $\phi_1$  – амплитуда, координата, частота и фаза импульса, соответственно. При помощи стандартного подхода теории возмущений можно записать уравнения для изменения частоты и амплитуды импульса под воздействием правой части уравнения (2.1) [107]

$$\begin{aligned} \partial \omega_1 / \partial Z &= \dot{\omega}_{AOM} - 4\beta \eta_1^2 \omega_1 / 3, \\ \partial \eta_1 / \partial Z &= 2\delta \eta_1 - 2\beta \eta_1 (\eta_1^2 / 3 + \omega_1^2). \end{aligned} \quad (3.3)$$

При сдвиге частоты, не превышающем критической величины  $\dot{\omega}_{AOM} < \Delta \omega_0 = 8\delta \sqrt{\delta} / 8\beta \sqrt{3\beta}$ , частота и амплитуда солитона стремятся к стационарным значениям  $(\bar{\omega}_1, \bar{\eta}_1)$ , при которых действие сдвига балансируется возвращающим эффектом фильтра, растущего с увеличением уклона фильтра (рис. 3.1).

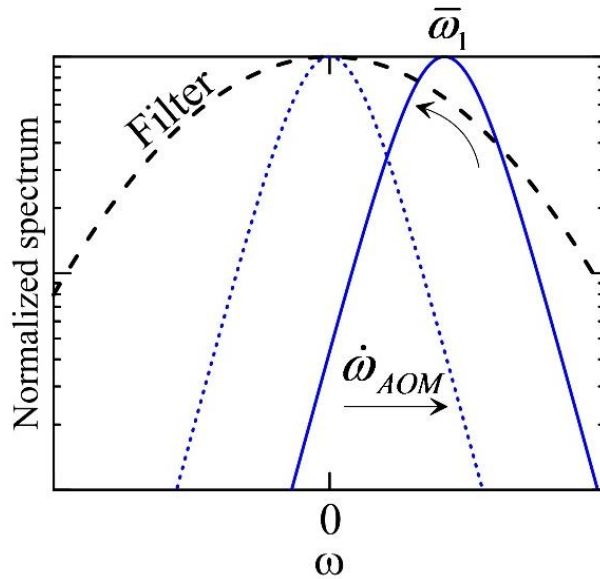


Рисунок 3.1 – Нормированный спектр солитона под действием сдвига частоты  $\dot{\omega}_{AOM}$ .

Пунктир обозначает солитонный спектр в отсутствии сдвига.

В стационарной точке выполняется соотношение  $\bar{\omega}_1 = 3\dot{\omega}_{AOM} / 4\beta\bar{\eta}_1^2$ , т.е. солитон меньшей амплитуды смещается дальше от центра фильтра  $\omega=0$ . С указанным воздействием, в частности, связан эффект солитонной синхронизации мод с частотно-смещенной обратной связью [15, 107, 108], обеспечивающий прохождение солитонов сквозь фильтр и затухание на нем узкополосного слабоинтенсивного излучения (CW компоненты).

Далее рассмотрим "коллективные" эффекты, возникающие вследствие импульсного взаимодействия, на примере двух импульсов, находящихся в кольцевом лазерном резонаторе с фундаментальным периодом  $T_R$ . Схематично данное взаимодействие можно сравнить со взаимодействием некоторых малых объектов, движущихся по кольцу и разделенных временными расстояниями  $T_1, T_2$  ( $T_1 + T_2 = T_R$ ) (Рис. 3.2). Взаимодействие может происходить как посредством акустических [20], дисперсионных волн, возбуждаемых импульсами [124], или изменение диссипативных параметров [8] и т.п. Под воздействием одного из импульсов скорость распространения другого изменяется на  $\delta\omega_i$ , соответственно, при этом относительная скорость импульсов изменяется на  $(\delta\omega_1 - \delta\omega_2)$ .

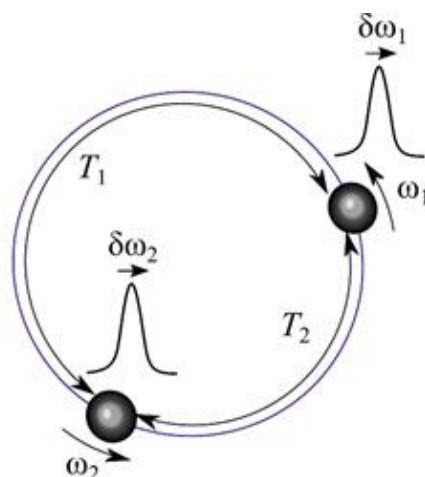


Рисунок 3.2 – Схема взаимодействия двух импульсов в кольцевом резонаторе с фундаментальным периодом  $T_R$ .  $T_1$ ,  $T_2$  – временные расстояния между импульсами.

$T_1 + T_2 = T_R$ .  $\delta\omega_1, \delta\omega_2$  – изменения частоты одного импульса под действием другого.

Сила взаимодействия импульсов зависит от временных межимпульсных расстояний. Если из условия  $T_1 < T_2$  следует, что  $(\delta\omega_1 - \delta\omega_2) > 0$ , то более быстрый импульс "убегает", что приводит к выравниванию межимпульсных расстояний  $T_1 = T_2$  и гармонической СМ. Этот случай соответствует отталкиванию импульсов. В обратном случае  $(\delta\omega_1 - \delta\omega_2) < 0$  более быстрый импульс "догоняет" другой, при этом импульсы сближаются до тех пор, пока их притяжение не будет уравновешено отталкиванием, возникающим вследствие некоторой другой причины, например, из-за прямого межимпульсного взаимодействия. Рассматриваемый способ стабилизации гармонической синхронизации мод при помощи сдвига частоты применим для любого типа отталкивания импульсов. На рис. 3.3 подробнее рассматривается наиболее простой и наглядный вид межимпульсного взаимодействия, индуцируемый насыщающимся и релаксирующим усилением. Как можно видеть, на протяжении импульса усиление вследствие насыщения снижается на величину  $\Delta g$ , т.е. усиление перед импульсом (в области  $t \rightarrow -\infty$ ) превосходит усиление позади импульса.

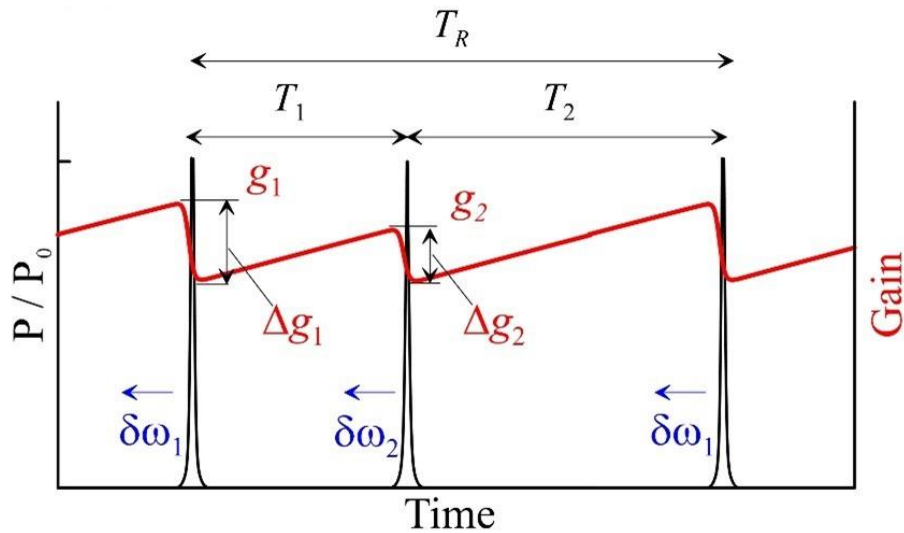


Рисунок 3.3 – Схема взаимодействия двух импульсов через насыщающееся и релаксирующее усиление – добавки к скорости пропорциональны скачкам усиления

$$\delta\omega_i \propto \Delta g_i$$

Из-за подобной асимметрии усиления скорость импульса приобретает добавку в направлении  $t \rightarrow -\infty$ , пропорциональную скачку усиления  $\delta\omega_i = a \Delta g_i$ . Простой анализ показывает, что при условии  $T_1 < T_2$  усиление имеет больше времени на релаксацию перед первым импульсом, что в результате приводит к  $\Delta g_1 > \Delta g_2$ , а следовательно и к  $\delta\omega_1 > \delta\omega_2$ . Из условия  $T_1 > T_2$  вытекает, что  $\delta\omega_1 < \delta\omega_2$ , т.е. импульсы в любом случае отталкиваются [8]. Вводя обозначения  $\tau_g$  – время релаксации усиления и  $\alpha \gg 1$  – коэффициент пропорциональности в соотношении  $\Delta g_i = g_i/\alpha$ , можно показать:

$$\begin{aligned} \delta\omega_1 + \delta\omega_2 &= aT_R(T_1 + T_2)/\tau_g = aT_R^2/\tau_g = \text{const}, \\ \delta\omega_1 - \delta\omega_2 &= \frac{aT_R/\tau_g}{2\alpha - 1}(T_2 - T_1) = -A(T_1 - T_2), \quad A > 0, \end{aligned} \quad (3.4)$$

т.е. средняя скорость двух импульсов постоянна, при этом один из импульсов замедляется, а другой ускоряется. Вспоминая о том, что  $(\delta\omega_1 - \delta\omega_2) = d(T_1 - T_2)/dZ$ , получаем  $(T_1 - T_2) \rightarrow 0$ , т.е. подтверждаем, что отталкивание через насыщающееся и релаксирующее усиление приводит к выравниванию межимпульсных расстояний и гармонической синхронизации мод. Вследствие того, что время релаксации усиления ( $\tau_g > 10^{-4}$  с для Er

волокон) значительно превосходит фундаментальный период  $\tau_g > T_R$ , декремент разности межимпульсных расстояний  $A$  достаточно мал. Этот факт означает слабость взаимодействия между импульсами и его сравнительно низкую устойчивость к шумовым возмущениям.

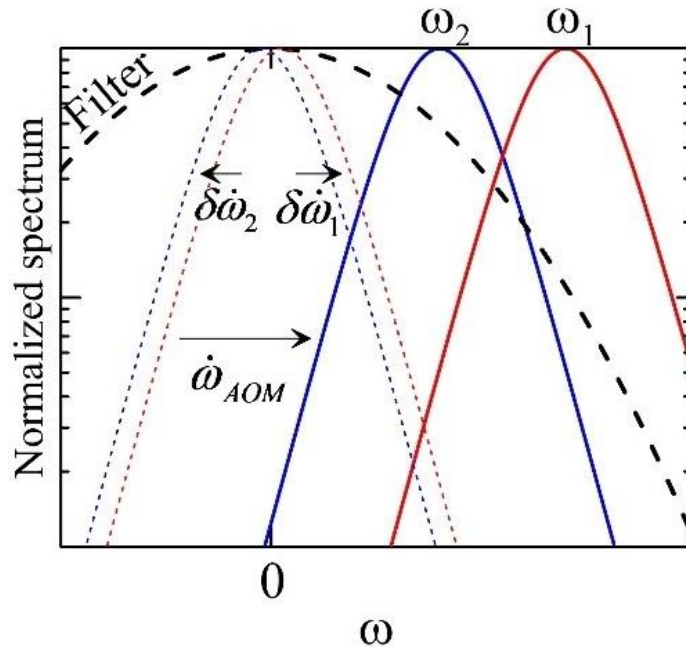


Рисунок 3.4 – Нормированные спектры солитонов, взаимодействующих через насыщающееся и релаксирующее усиление, при включении сдвига  $\dot{\omega}_{AOM}$ . Пунктир обозначает спектры солитонов в отсутствии сдвига.

Далее можно показать, что сдвиг частоты может индуцировать повышение жесткости связи между импульсами, для чего необходимо совместить эффекты сдвига частоты и насыщающееся и релаксирующее усиление для двух импульсов в резонаторе. При анализе системы без сдвига, для определенности обозначено, что в начальный момент  $T_1 > T_2$ , т.е.  $(\delta\omega_1 - \delta\omega_2) < 0$  и замедляется первый импульс, а ускоряется второй в системе, связанной со средней скоростью. Переходя к определению изменения скорости импульса за единицу длины  $Z$  (т.е. к ускорению – величине, входящая в (3.3)), находим, что оно пропорционально разности расстояний  $\Delta = (T_1 - T_2)$ :  $\delta\dot{\omega}_2 = -\delta\dot{\omega}_1 = B \cdot \Delta$ , где коэффициент  $B \sim A/l_r > 0$ . Т.о. в системе, связанной со средней скоростью импульсы испытывают малые сдвиги частот

в разных направлениях  $\delta\dot{\omega}_2 = \delta\dot{\omega}_1$  (рис. 3.4). Накладывая на это частотный сдвиг  $\dot{\omega}_{AOM}$ , получаем, что каждый из импульсов испытывает частотный сдвиг различной величины  $\dot{\omega}_{AOM} \pm \delta\dot{\omega}_1$ . При сдвиге частоты, встречном к средней скорости (т.е. при увеличении средней частоты импульсов), уравнения (3.4) для каждого из импульсов преобразуются к виду

$$\begin{aligned}\partial\omega_i/\partial Z &= \pm B\Delta + \dot{\omega}_{AOM} - 4\beta\eta_i^2\omega_i/3, \\ \partial\eta_i/\partial Z &= 2\delta\eta_i - 2\beta\eta_i(\eta_i^2/3 + \omega_i^2), \quad i = 1, 2.\end{aligned}\quad (3.5)$$

В случае обратного сдвига, т.е. при снижении средней частоты, чтобы избежать отрицательных частот, запись уравнений (3.5) можно сохранить, однако, при этом знаки у первого слагаемого меняются на противоположные  $\mp B\Delta$ . Физически, нелинейная система (3.5) показывает, как прямой сдвиг частоты влияет на характеристики пары связанных (через параметр  $\Delta$ ) импульсов. Наиболее важным результатом будет являться повышение при этом жесткости связи, т.е. усиление взаимного отталкивания импульсов. Комбинируя уравнения (3.5), получаем следующую систему уравнений для параметров пары импульсов  $\eta = (\eta_1 + \eta_2)/2$  – средней амплитуды,  $p = (\eta_2 - \eta_1)/2$  – разности амплитуд,  $\omega = (\omega_1 + \omega_2)/2$  – средней частоты и  $q = (\omega_2 - \omega_1)/2$  – разности частот:

$$\begin{aligned}\partial\eta/\partial Z &= 2\delta\eta - 2\beta\eta(\eta^2/3 + \omega^2), \\ \partial p/\partial Z &= 2p(\delta - \beta(\eta^2 + \omega^2)) - 4\beta\eta\omega q, \\ \partial\omega/\partial Z &= \dot{\omega}_{AOM} - 4\beta\eta^2\omega/3, \\ \partial q/\partial Z &= -B\Delta - 4\beta\eta^2 q/3 - 8\beta\eta\omega p/3, \\ \partial\Delta/\partial Z &= -2q.\end{aligned}\quad (3.6)$$

Система уравнений (3.6), описывающая динамику двух взаимодействующих импульсов под влиянием сдвига частоты, обладает стационарной точкой ( $\eta = \bar{\eta}$ ,  $p = 0$ ,  $\omega = \bar{\omega}$ ,  $q = 0$ ,  $\Delta = 0$ ), отвечающей импульсам равной амплитуды и одинаковой частоты, равномерно распределенным по



резонатору  $T_1 = T_2$ . Эволюция системы к стационарной точке в случае различных начальных условий показана на рис. 3.5.

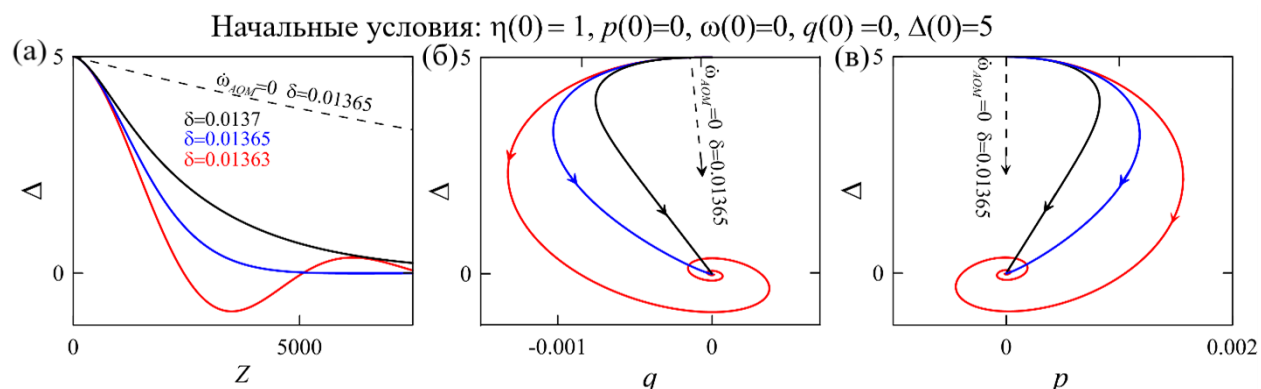


Рисунок – 3.5. Эволюция системы (3.6) с параметрами  $\beta = 0.015, \dot{\omega}_{AOM} = 0.02, B = 1.5 \cdot 10^{-6}$  к стационарной точке при указанных начальных условиях. Изменение разности межимпульсных расстояний  $\Delta$  (а); Фазовые траектории в координатах  $(q, \Delta)$  (б); Фазовые траектории в координатах  $(p, \Delta)$  (в).

Выравнивание межимпульсных расстояний у пары импульсов с равной начальной частотой (рис. 3.5 (а-в)), расположенных в резонаторе неоднородно с  $\Delta = (T_1 - T_2) = 5$ . Сплошные соответствуют указанным значениям  $\delta$ . Штриховая линия для сравнения показывает траекторию эволюции системы в отсутствие сдвига частоты  $\omega_{AOM} = 0$ . Основным результатом является то, что при наличии сдвига частоты от центра фильтра  $\dot{\omega}_{AOM} \neq 0$  система приходит в положение равновесия значительно быстрее, чем в отсутствие сдвига (рис. 3.5(а)). Сравнивая фазовые траектории (рис. 3.5(б, в)), отмечаем, что в отсутствие сдвига траектория системы находится в области малых значений отстроек частоты  $q$  и амплитуды  $p$ . Появляется асимметрия в системе за счет частотного сдвига и вызывает промежуточный рост указанных параметров. В конечном итоге, асимметрия частот импульсов становится причиной ускорения изменений  $\Delta$  (последнее уравнение системы (3.6)), что аналогично повышению интенсивности межимпульсного взаимодействия.

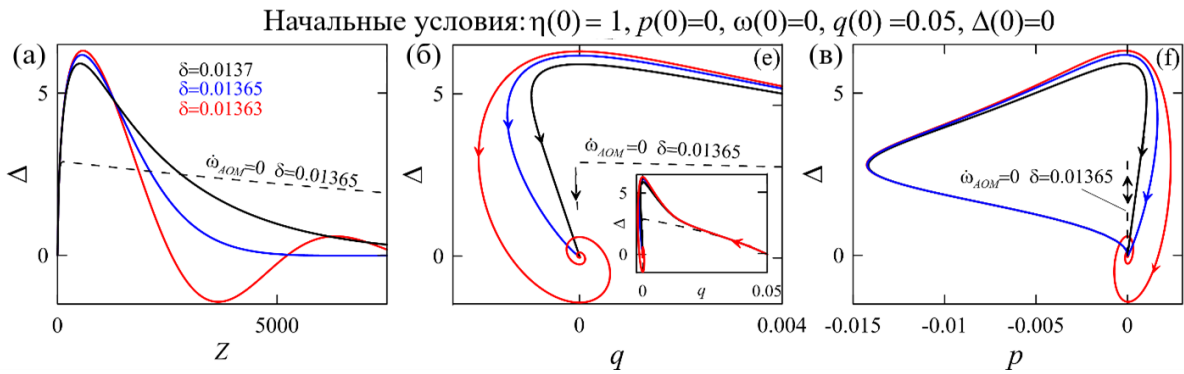


Рисунок – 3.6. Эволюция системы (3.6) с параметрами  $\beta = 0.015, \dot{\omega}_{AOM} = 0.02, B = 1.5 \cdot 10^{-6}$

к стационарной точке при указанных начальных условиях. Изменение разности межимпульсных расстояний  $\Delta$  (а); Часть фазовой траектории в координатах  $(q, \Delta)$ , полная траектория показана на вставке (б); Фазовые траектории в координатах  $(p, \Delta)$  (в).

Схожий результат получен и для импульсов исходно расположенных равномерно  $\Delta = 0$ , но обладающих различными начальными частотами  $q \neq 0$  (Рис. 3.6 (а-в)). Сплошные соответствуют указанным значениям  $\delta$ . Штриховая линия для сравнения показывает траекторию эволюции системы в отсутствие сдвига частоты  $\omega_{AOM} = 0$ . В этом случае при быстром выравнивании частот импульсов индуцируется отклонение от равномерного распределения  $\Delta \neq 0$ . Далее фазовые траектории систем со сдвигом лежат в области существенно ненулевых значений параметров  $q$  и  $p$ , что ускоряет достижение точки равновесия  $\Delta = 0$ . При наличии частотного сдвига время достижения стационарной точки может быть значительно снижено при выборе оптимального значения усиления. Возвращаясь к механической аналогии, можно сказать, что прямой сдвиг частоты от центра фильтра вызывает повышение жесткости связи между взаимодействующими импульсами и стабилизирует их положение в резонаторе. Аналогичный анализ, проведенный для обратного сдвига частоты, показывает, что в этом случае наблюдается смена знака связи между импульсами, т.е. взаимное притяжение импульсов в резонаторе:  $\Delta \rightarrow T_R$ .

### 3.2 Численное моделирование динамики импульсов в лазере со сдвигом частоты

Проведенный анализ показывает, что сдвиг частоты импульсов от центра спектрального фильтра перспективен для стабилизации гармонической синхронизации мод в волоконном солитонном лазере. Подтверждается это результатами численного моделирования. Схема используемой модели лазера представлена на рис. 3.7. Плоскополяризованный (однокомпонентный) сигнал усиливается в активном волокне, при этом усиление испытывает насыщение и релаксацию, т.е. уровень усиления зависит от временного профиля сигнала.

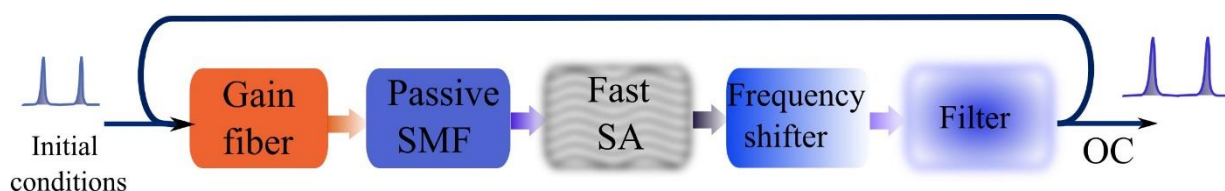


Рисунок – 3.7. Схема лазера, используемая при численном моделировании.

Далее сигнал распространяется в стандартном одномодовом волокне и проходит элемент, соответствующий идеально быстрому насыщающемуся поглотителю. После этого происходит сдвиг несущей частоты сигнала и проход через фильтр. Окончательно, после потери некоторой части в выходном ответвителе сигнал вновь попадает в активное волокно. Распространение сигнала в волоконных элементах описывается уравнением типа нелинейным уравнением Шредингера:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i \gamma |A|^2 A = \frac{g(t)A}{2}, \quad (3.7)$$

где  $A(z, t)$  – амплитуда плоско-поляризованной волны,  $\beta_2$ ,  $\gamma$  – значения дисперсии групповых скоростей и керровской нелинейности волокна. Считаем, что при распространении в оптическом волокне  $g = 0$ . Присутствие в схеме дополнительного узкого фильтра позволяет рассматривать усиление

$g$  в активном волокне спектрально плоским, при этом зависимость усиления от времени (рис. 3.3) описывается стандартным скоростным уравнением:

$$\frac{dg}{dt} = \frac{g_0 - g}{\tau_g} - \frac{g |A(z, t)|^2}{E_g}. \quad (3.8)$$

Здесь  $g_0$  – усиление малого сигнала,  $E_g$  – энергия насыщения, а  $\tau_g$  – время релаксации усиления. Исследование особенностей синхронизации мод не является целью данной работы, поэтому в качестве элемента, ответственного в лазере за нелинейные потери, несвязанные со сдвигом частоты, выбран идеализированный насыщающийся поглотитель с функцией передачи  $A'(t) = A(t)(1 - \alpha(t))$ . Его отклик

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + |A(z, t)|^2 / P_s} \quad (3.9)$$

выражается через глубину его модуляции  $\alpha_0$  и мощность насыщения  $P_s$ . Физически этому элементу может соответствовать механизм нелинейного вращения плоскости поляризации либо любой достаточно быстрый насыщающийся поглотитель. Сдвиг частоты и фильтр описываются функциями передачи  $A'(\Omega) = A(\Omega + 2\pi f)$ ,  $A'(\Omega) = A(\Omega) \exp(-\Omega^2 / 2\Omega_f^2)$ , где  $\Omega_f$  – ширина гауссова фильтра. Коэффициент вывода ответвителя составляет 10%.

В качестве начальных условий выбрана пара импульсов с временными расстояниями друг от друга  $T_1 \neq T_2$ ,  $T_R = T_1 + T_2$ . Для моделирования применяются периодические граничные условия с размером окна  $\tau_{win} = T_R$ , состоящего из  $2^{12}$  точек. Величина сдвига частоты равна шагу частотной сетки  $d\Omega = 2\pi f$ . Значения основных параметров модели приведены в Таблице 1. Длина волоконных элементов выбрана как  $l_g = 2,5$  м для активного волокна и  $l_{SMF} = 10$  м для одномодового волокна, т.е. суммарная дисперсия резонатора составляет  $\beta_{2\Sigma} = -0,25$  пс<sup>2</sup>. Отметим, что для реальных лазеров значения параметров  $\tau_g$  и  $T_R$  превышают выбранные в тысячи раз, тем не менее сделанный для ускорения моделирования выбор полностью

удовлетворяет необходимому условию  $T_R < \tau_g$  и адекватен для описания взаимодействия посредством насыщающегося и релаксирующего усиления. Синхронизация мод в рассматриваемой модели может происходить несколькими путями. Главным ее условием является наличие положительной обратной связи, возникающей, когда импульсу с более высокой пиковой мощностью отвечает более высокое пропускание резонатора [30, 31].

Таблица 3.1 - Основные параметры модели для численного моделирования.

Параметр	Величина	Параметр	Величина
$\gamma$ (Вт <sup>-1</sup> м <sup>-1</sup> )	0,0015	$T_R$ (пс)	128
$\beta_2$ (пс <sup>2</sup> м <sup>-1</sup> )	-0,02	$\tau_g$ (нс)	5
$\Omega_f$ (пс <sup>-1</sup> )	1,33 (FWHM ~ 3 нм при $\lambda \approx 1550$ нм)	$\alpha_0$	0,05
$g_0$ (м <sup>-1</sup> )	0,9	$P_s$ (Вт)	5

Подобная положительная обратная связь, обеспечивающая подавление слабоинтенсивного излучения (континуума), в модели может осуществляться при помощи насыщающегося поглотителя, посредством сдвига частоты [23, 24], либо комбинированным (гибридным) способом, в котором участвуют оба механизма. В моделировании, результаты которого представлены на рис. 3.8, были рассмотрены все указанные варианты. Во-первых, вариант, соответствующий выключенному сдвигу частоты. Генерация двух исходных импульсов в этом случае сохранялась в диапазоне величин  $70 \text{ пДж} < E_g < 12 \text{ пДж}$ . Превышение максимального значения приводит к развитию неустойчивостей. На рис. 3.8 показаны результаты, соответствующие максимальному значению  $E_g$ . рис. 3.8 (а) демонстрирует расположение импульсов после 6000 проходов резонатора и соответствующее этому расположению распределение усиления  $g(t)$ , индуцирующее изменение межимпульсных расстояний  $T_1, T_2$ . Изменение их разности  $\Delta$  в процессе эволюции происходит крайне медленно – за 6000

проходов резонатора величина  $\Delta$  изменяется менее чем на 1 пс (Рис. 3.8 (в)), и состояние гармонической синхронизации мод за указанный период не успевает реализоваться.

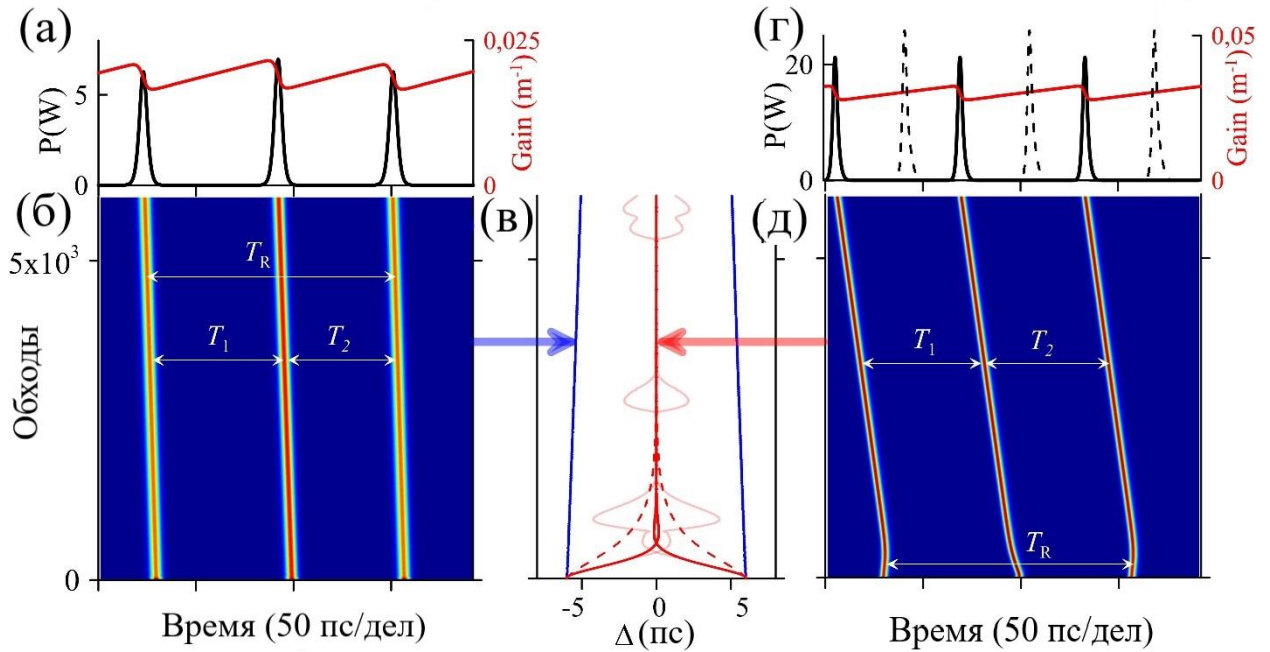


Рисунок – 3.8 Распространение импульсов при наличии насыщающегося поглотителя без сдвига частоты. Расположение импульсов и график усиления  $g(t)$  после 6000 проходов резонатора (а). Диаграмма эволюции импульсов в резонаторе (б). Эволюция разностей межимпульсных расстояний  $\Delta$  и  $-\Delta$  в модели без сдвига частоты (синие) и со сдвигом частоты (красные линии) (в). Штриховые красные линии соответствуют схеме со сдвигом частоты, но без насыщающегося поглотителя. Расположение импульсов и график усиления  $g(t)$  при включенном сдвиге частоты(г), (д). Для сравнения штриховыми линиями на (в) показаны импульсы, получаемые в схеме со сдвигом частоты, но без насыщающегося поглотителя. Изменения  $\Delta$  и  $-\Delta$  при включении шумового возмущения показаны светло-красными линиями.

Включение сдвига частоты существенно повышает уровень нелинейных потерь, при этом для сохранения генерации пары импульсов насыщение усиления  $E_g$  также должно быть значительно повышено и лежать в диапазоне  $420 \text{ пДж} < E_g < 650 \text{ пДж}$ . Для достижения наиболее быстрого выравнивания межимпульсных расстояний, индуцируемого насыщающимся и релаксирующим усилением, величина  $E_g$  может быть оптимизирована. На рис. 3.8 продемонстрированы результаты, полученные при значении

$E_g = 450$  пДж. Главным результатом является то, что в лазере со сдвигом частоты снижение  $\Delta$  от начального значения  $\Delta_0 = 6$  пс до 0 происходит менее чем за 1000 проходов резонатора, т.е. по сравнению с предыдущим случаем состояние гармонической синхронизации мод устанавливается очень быстро. Кроме того, можно отметить, что у лазера с гибридной синхронизацией мод импульс короче ( $\sim 3$  пс против  $\sim 5$  пс в отсутствие сдвига частоты), а его энергия намного выше, что можно объяснить большим уровнем насыщения усиления  $E_g$ . Исключение насыщающегося поглотителя не приводит к принципиальным изменениям в эволюции  $\Delta$  (штриховые линии на рис. 3.8 (в)), что говорит о том, что сдвиг частоты вполне успешно может осуществлять синхронизацию мод и одновременно стабилизировать импульсное отгалкивание. Вследствие снижения нелинейных потерь энергия импульсов при этом даже несколько возрастает (рис. 3.8 (г)).

Дополнительно было также проведено исследование устойчивости состояния гармонической синхронизации мод, достигнутого при совместном действии насыщающегося поглотителя и сдвига частоты к шумовому возмущению (светлые линии на рис. 3.8 (в)). Моделирование шума производилось следующим образом – случайным образом (в среднем каждые 1000 проходов) в резонаторе возбуждалась пара мод  $\sim \exp(\pm 2\pi i t / T_R)$  со случайными интенсивностью -15 дБ от средней и фазами. Генерируемый шум приводит к искажению траекторий импульсов, случайным изменениям частот импульсов, и, соответственно, провоцирует отклонения от равномерного расположения импульсов в резонаторе – временные флуктуации, которые достаточно быстро устраняются вследствие возврата импульсов в положение, соответствующее  $\Delta = 0$ .

В качестве вывода к данной части можно отметить, что моделирование подтвердило теоретические предсказания. Солитонный лазер со сдвигом частоты от центра фильтра и межимпульсным отгалкиванием, осуществляемым через насыщающееся и релаксирующее усиление, приходит в состояние гармонической синхронизации мод значительно быстрее

аналогичного лазера без частотного сдвига. Переходя к реальным лазерам, можно ожидать, что устойчивость гармонической синхронизации мод, устанавливаемой через слабоинтенсивные механизмы межимпульсного отталкивания является весьма ограниченной. За относительно большое время установления/восстановления режима гармонической синхронизации мод в лазере без сдвига частоты крайне вероятным является сильное шумовое событие, приводящее к скачку межимпульсных расстояний и нарушающее расположение импульсов. В итоге, состояние гармонической синхронизации мод в подобном лазере либо не успевает реализоваться, либо является крайне неустойчивым, неизбежно переходя в состояние с хаотическим распределением импульсов в резонаторе. В то же время механизм частотного сдвига позволяет повысить жесткость межимпульсных связей, что приводит к большей устойчивости режима гармонической синхронизации мод в лазере, т.к. при этом любая флуктуация гармонического расположения импульсов быстро подавляется.



### Выводы к главе 3

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [A5, A15] и сводятся к следующему:

1. Доказана возможность повышения стабильности высокочастотных импульсных последовательностей, генерируемых солитонными лазерами с гармонической синхронизацией мод.
2. Теоретические расчеты, основанные на обобщенном нелинейном уравнении Шредингера, учитывающем эффекты фильтрации и сдвига частоты лазерных импульсов от центра фильтра, показали, что динамическая система, описывающая взаимодействие и распределение солитонных импульсов внутри лазерного резонатора, приходит к стационарной точке, соответствующей однородному расположению импульсов, при включении частотного сдвига значительно быстрее, чем в его отсутствии.
3. Ускорение выравнивания межимпульсных расстояний при включении сдвига частоты в резонаторе соответствует повышению жесткости межимпульсных связей, отвечающей однородному гармоническому распределению импульсов в резонаторе.
4. Численная модель волоконного солитонного лазера с отталкиванием между импульсами, индуцируемым насыщением и релаксацией усиления, согласуется с полученными теоретическими выводами. Включение сдвига частоты позволяет на порядки сократить время выравнивания расстояний между парой импульсов в резонаторе, взятых в качестве начальных условий модели.
5. Показано, что механизм сдвига частоты успешно может применяться как для синхронизации мод, так и для стабилизации однородного гармонического расположения импульсов. Это подтверждают и численное моделирование по стабилизации гармонической синхронизации мод после шумовых воздействий на систему. Результаты, полученные модельно и теоретически для пары импульсов, могут быть обобщены для произвольного числа отталкивающихся в резонаторе импульсов.

## **Глава 4. Генерация излучения в кольцевом волоконном лазере со сдвигом частоты**

В главе представлены экспериментальные результаты полностью волоконного лазера, легированных  $\text{Er}^{3+}$ , использующий акустооптический модулятор (АОМ) в качестве преобразователя частоты внутри резонатора. Конфигурация представляет собой кольцевой резонатор (усиливающая среда, контроллер поляризации, оптический фильтр, выходной ответвитель и преобразователь частоты), который облегчает изучение различных режимов работы лазера для различных мощностей накачки. Экспериментальные результаты, полученные в этой главе, в дополнение к численному моделированию в главе 3, обеспечивают лучшее понимание динамики лазеров со сдвигом частоты в режиме синхронизации мод. Исследование характеристик выходного излучения позволяет определить достоинства и недостатки данной методики для рассматриваемых лазеров и возможности ее применения для перестраиваемых источников высокочастотных оптических импульсов.

### **4.1 Экспериментальная схема кольцевого лазера со сдвигом частоты и поляризационно-чувствительным изолятором**

Для экспериментальной проверки сделанных выше предположений о том, что сдвиг частоты способствует стабилизации межимпульсного расстояния была собрана модель кольцевого волоконного лазера (рис.4.1), причем в ходе экспериментов было проведено сравнение двух вариантов схемы – с акустооптическим модулятором (АОМ), обеспечивающим сдвиг частоты, и без АОМ. Кольцевой резонатор состоит из легированного эрбием волокна (EDF -150) с длиной 0,85 м и дисперсией  $D = -48$  пс/(нм км), для накачки которого используются два лазерных диода с длиной волны 980 нм и с максимальной мощностью 550 мВт, через два WDM мультиплексора

980/1550. Остальная часть волоконного резонатора состоит из одномодового волокна SMF-28 с дисперсией  $D = + 17$  пс/(нм км) на 1550 нм.

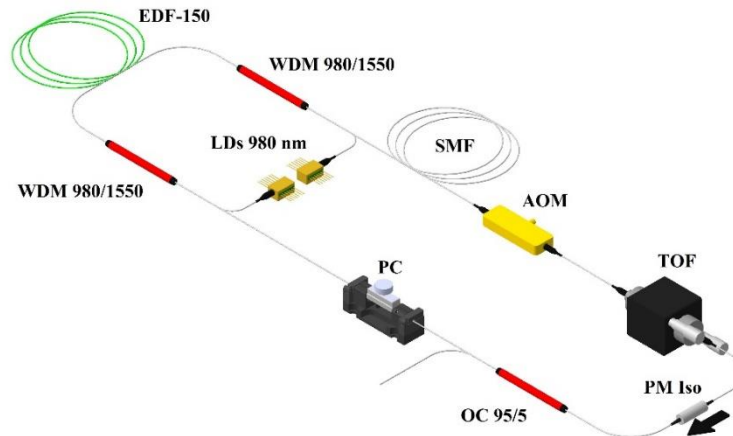


Рисунок 4.1 – Схема экспериментальной установки. EDF – волокно, легированное  $\text{Er}^{3+}$ , PC – контроллер поляризации, PM Iso – поляризационно-чувствительный изолятор, AOM – акустооптический модулятор, обеспечивающий сдвиг частоты.

Однонаправленный режим распространения обеспечивался поляризационно-чувствительным оптическим изолятором, для вывода излучения использован 95/5 ответвитель. Фундаментальная частота повторения равная  $f_T = 11,3$  МГц при включении АОМ и  $f_T = 12,00$  МГц в случае без сдвига частоты. Акустооптический модулятор T-M080-0.4C2J-3-F2S определяет частотный сдвиг 80 МГц. Также в схему кольцевого волоконного лазера включен фильтр (TOF-1550-SM-L-10-NE) с шириной по уровню 3 дБ 1–1,2 нм, позволяющий осуществлять перестройку полосы пропускания в диапазоне  $\sim 1530$ -1570 нм. Регистрация результатов производилась при помощи анализатора спектра HP 70950B разрешением 0,1 нм и сканирующего автокоррелятора FR103-WS. Для индикации радиочастотного сигнала использовались анализатор радиочастотного спектра R&S FSP40 с фотодетектором MACOM D-8IR.

При включении в схему АОМ после ряда тестовых запусков было установлено, что синхронизация мод происходит в достаточно широкой полосе перестройки фильтра. Наилучшие результаты в итоге были получены, когда центральная длина волны фильтра была зафиксирована в области

1562 нм. В данном положении фильтра синхронизация мод на фундаментальной частоте наблюдается при соответствующей подстройке

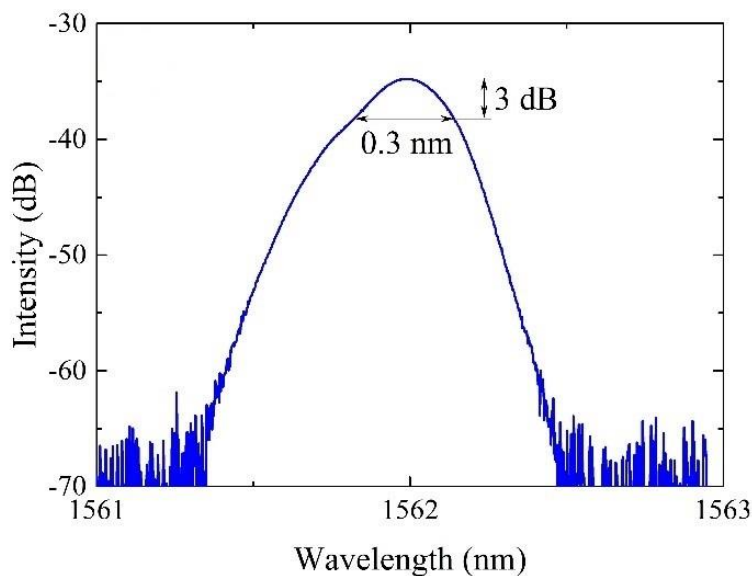


Рисунок 4.2 – Оптический спектр выходного излучения

поляризации на мощности накачки около 50 мВт. Переход в режим гармонической синхронизации мод происходит при увеличении накачки лазера, при этом частота следования импульсов возрастает приблизительно пропорционально увеличению накачки. Фиксируя мощность накачки, некоторую дополнительную регулировку частоты следования импульсов возможно осуществлять при помощи небольшой подстройки поляризации.

#### 4.2 Анализ оптических и радиочастотных спектров выходного излучения в режиме ГСМ

Указанным способом при мощности накачки около 800 мВт была получена максимальная частота следования 2,01 ГГц (182 гармоника резонатора), выходная мощность при этом составила 1,0 мВт, что соответствовало энергии выходного импульса  $\sim 0,5$  пДж. Оптический спектр и автокорреляция полученного импульса представлены на рис. 4.2 и рис. 4.3 соответственно. Автокорреляция хорошо аппроксимируется функцией гиперболического секанса ( $\text{sech}^2$ ), при этом ширина оптического спектра по уровню 3 дБ составляет 0,3 нм, а длительность импульса на полувысоте 12,9 пс. Произведение длительности на ширину спектра составляет  $\sim 0,46$ , что

свидетельствует о том, что импульс близок к спектрально-ограниченному, т.е. фактически является солитоном.

Устойчивость генерируемой импульсной последовательности демонстрирует радиочастотный спектр, показанный на рис. 4.4 с различным разрешением. Отношение уровня сигнала к шумовому фону на развертке 3 кГц

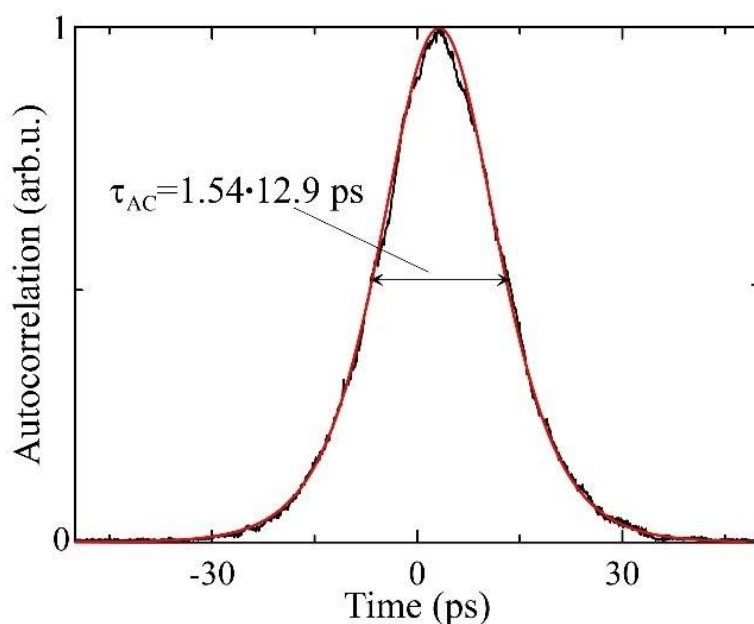


Рисунок 4.3 – Автокорреляция импульса, полученная в режиме ГСМ на частоте следования 2,01 ГГц в схеме с АОМ. Красная линия показывает  $\text{sech}^2$  аппроксимацию. и разрешением 10 Гц составляет около 53 дБ, что показывает высокую устойчивость на временах порядка и более фундаментального периода, т.е. низкий уровень низкочастотного временного джиттера [9]. Более важным для оценки устойчивости гармонической синхронизации мод является специфический высокочастотный временной джиттер (с характерным временем значительно меньшим, чем фундаментальный период) [44], который можно охарактеризовать при помощи радиочастотного спектра, полученного в более крупном масштабе. На спектре с разрешением 20 кГц (рис.4.4(а)) видна последовательность пиков сторонних мод, разделенных фундаментальной частотой  $f_T$ , что является характерным признаком лазеров в режиме гармонической синхронизации мод, возникающим вследствие корреляций между импульсами. Уровень подавления межмодового шума

составляет около 38 дБ, что соответствует наиболее стабильным лазерам с гармонической синхронизацией мод [13]. На крупномасштабном радиочастотном спектре с разрешением 50 МГц (рис. 4.4 (б)), видна последовательность пиков, разделенных частотой следования ( $\sim 2,01$  ГГц), причем дополнительные модуляции незначительны, а

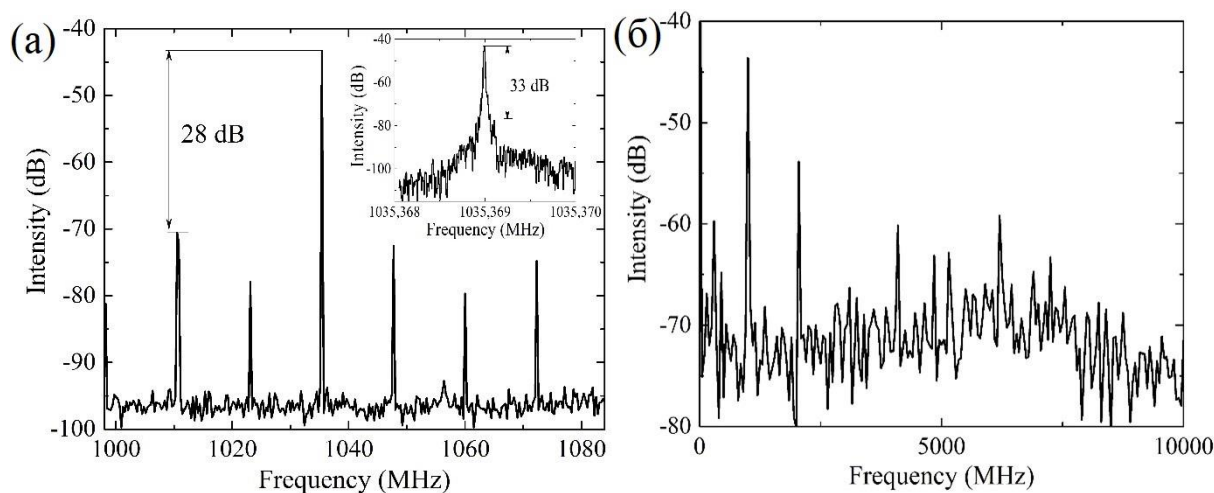


Рисунок 4.4 – Радиочастотные спектры с различным разрешением полученные в режиме ГСМ на частоте следования 1,035 ГГц в схеме без сдвига частоты: с разрешением 20 кГц, на вставке – с разрешением 10 Гц (а); с разрешением 50 МГц (б).

интенсивность пиков изменяется с частотой достаточно медленно. Эти признаки свидетельствуют об устойчивом гармоническом распределении импульсов в резонаторе и о малом высокочастотном временном джиттере.

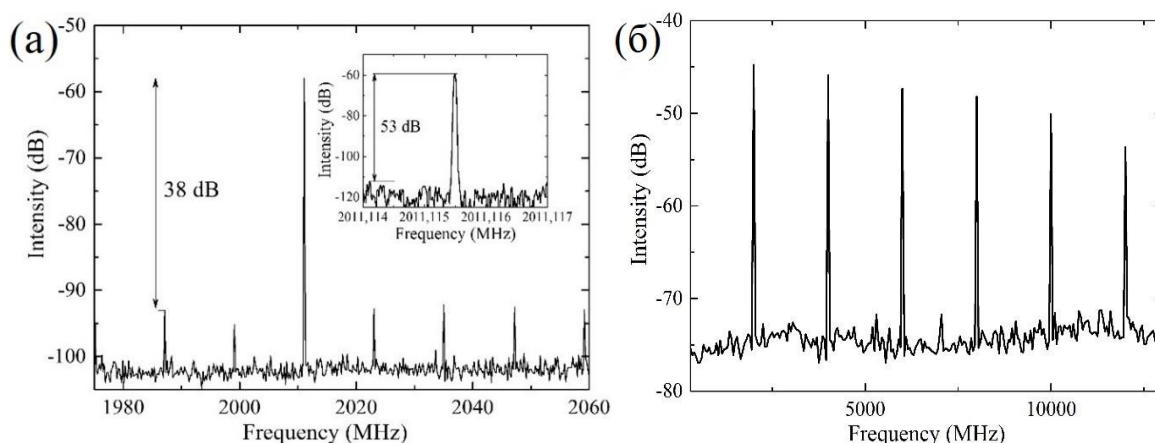


Рисунок 4.5 На частоте следования 2,011 ГГц в схеме с АОМ: с разрешением 20 кГц, на вставке – с разрешением 10 Гц (а); с разрешением 50 МГц (б).

При исключении из схемы АОМ уровень потерь в резонаторе несколько снижается, остальные характеристики остаются практически без

изменений (фундаментальная частота возрастает с 11,03 МГц до 12,0 МГц). Для установления синхронизации мод требуется не только тщательная подстройка поляризации при фиксированном уровне накачки, но и перестройка фильтра по частоте. В итоге, синхронизацию мод удаётся получить только при положении центральной длины волны фильтра 1562 нм. В этом случае синхронизация мод на фундаментальной частоте устанавливается при мощности накачки около 40 мВт. При мощности накачки около 600 мВт, максимальная частота следования генерируемой импульсной последовательности, составила 1035 МГц (82 гармоника резонатора). Характеристики генерируемого импульса оказались близки к указанным выше характеристикам, полученным для импульса в схеме с АОМ. Ширина оптического спектра по уровню 3 дБ составляет  $\Delta\lambda_{FWHM} = 0,31$  нм, а длительность импульса на полувысоте  $\Delta\tau_{FWHM} = 12,3$  пс, при этом форма импульса также близка к  $\text{sech}^2$ . Основные различия в результатах экспериментов видны при сравнении радиочастотных спектров (рис. 4.4 (б) и рис. 4.5 (б)). Сниженное отношение сигнала к уровню шума (~33 дБ) показывает, что в схеме без сдвига частоты даже низкочастотный джиттер импульсной последовательности существенно выше, чем в схеме с акустооптическим модулятором. На спектре среднего разрешения виден более высокий уровень подавления межмодового шума (~28 дБ), однако, наиболее значительные различия можно отметить на крупномасштабном радиочастотном спектре (рис. 4.5 (б)). В отличие от предыдущего случая следует отметить отсутствие существенных шумовых модуляций и наличие последовательности пиков с периодом, равным частоте следования импульсов.

Таким образом, можно утверждать, что импульсная последовательность, генерируемая лазером без сдвига частоты сохраняет определенную структуру на временах больших, чем фундаментальный период, однако, на коротких временах характеризуется сильной нестабильностью. На временных масштабах меньших чем фундаментальный

период распределение импульсов существенно отличается от однородного, т.е. высокочастотный временной джиттер импульсной последовательности довольно велик и значительно превосходит высокочастотный джиттер последовательности, генерируемой лазером со сдвигом частоты.



## Выводы к главе 4

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [А2, А5, А15] и сводятся к следующему:

1. Были сравнены экспериментально схемы кольцевых волоконных лазеров в режиме гармонической синхронизации мод со сдвигом и без сдвига частоты. Сравнимые солитонные лазеры близки по параметрам генерируемых импульсов, т.е. синхронизация мод в лазерах происходит схожим образом. Достигнутое в обоих случаях состояние гармонической синхронизации мод указывает на существование межимпульсного отталкивания.
2. В схеме без сдвига частоты синхронизация мод посредством нелинейного вращения плоскости поляризации происходит только на одной длине волны, включение сдвига позволяет поднять уровень нелинейных потерь и расширить синхронизацию мод на более широкий диапазон длин волн.
3. Периодическое выстраивание импульсов, соответствующее гармонической синхронизации мод, свидетельствует о межимпульсном отталкивании, происходящем вследствие некоторого механизма. Достигнутые в обоих случаях частоты следования импульсов (1 ГГц и 2 ГГц) не отличаются кардинально, т.е. механизм взаимодействия не зависит от наличия либо отсутствия частотного сдвига. (Предположительно этим механизмом является насыщение и релаксация усиления, однако, этот вопрос требует дополнительного исследования). Основные различия касаются характеристик импульсных последовательностей, наблюдаемых на временных масштабах, меньших чем фундаментальный период.
4. В конфигурации лазера без частотного сдвига данные РЧ-спектра указывают на сильные флуктуации равномерного распределения импульсов, поэтому качество работы режима гармонической синхронизации мод было довольно низким. В свою очередь, как низкочастотный, так и высокочастотная временная нестабильность частотно-сдвинутого лазера

была значительно меньше, чем аналогичные характеристики несмещенного лазера, демонстрирующего достаточно стабильное периодическое расположение импульсов в резонаторе.

5. Стабилизирующий эффект сдвига частоты дополнительно подтверждается тем, что низкочастотная временная нестабильность частотно-сдвинутого лазера, соответствующая большему времени корреляции, существенно меньше высокочастотной временной нестабильности. Таким образом, эксперимент подтвердил теоретические предсказания и результаты численного моделирования.

## **Глава 5. Гармоническая синхронизация мод на высокой частоте следования с перестраиваемым фильтром**

В главе представлены экспериментальные результаты работы волоконного кольцевого лазера с сдвигом частоты, обеспечивающего высокую частоту выходных импульсов и высокий уровень подавления межмодового шума. Конфигурация включает волоконный поляризатор, который обеспечивает эволюцию нелинейного вращения плоскости поляризации в резонаторе. Эта гибридная конфигурация лазера со сдвигом частоты повышает стабильность в режиме синхронизации мод, позволяя анализировать импульс в зависимости от различных параметров лазерного резонатора (полоса пропускания фильтра, частотный сдвиг, коэффициент связи). Одним из интересных эффектов солитонного лазера в режиме генерации импульсов является квантование энергии, обеспечивающее эквивалентность всех импульсов. Данный эффект позволяет увеличить число импульсов в резонаторе при помощи накачки, а для лазеров в режиме гармонической синхронизации мод, поддерживающих равенство расстояний между импульсами, приводит к возможности управления частотой следования мощностью излучения накачки. Еще одним способом управления частотой повторения без сильной накачки за счет управления энергией одиночного импульса, например, изменение ширины полосы усиления. Сужение полосы усиления приводит к уменьшению ширины и энергии спектра отдельных импульсов, что приводит к увеличению числа импульсов в резонаторе и росту частоты следования. В то же время к отрицательным сторонам этого метода следует отнести увеличение длительности импульса и снижение пиковой мощности солитона.

Все упомянутые выше наблюдения послужили поводом для исследования солитонного волоконного лазера в режиме гармонической синхронизации мод на нелинейном вращении плоскости поляризации и частотным сдвигом, обеспечивающим гибридную схему синхронизации мод. Предлагаемый метод позволяет поддерживать высокое качество

последовательности импульсов (высокое отношение сигнал-шум и подавление межмодового шума) при высокой частоте, не требуя высокомоощной накачки.

### 5.1 Экспериментальная схема волоконного лазера с перестраиваемым фильтром

Схема волоконного лазера представлена на рис. 5.1. Кольцевой резонатор состоит из легированного эрбием волокна (EDF – EY-305) с дисперсией  $D = +9$  пс/(нм км) длиной 5,75 м, для накачки активного волокна используются два лазерных диода с максимальной мощностью 550 мВт с длиной волны 1480 нм, через два WDM ответвителя 1480/1550. Кривые поглощения и усиления для активного волокна представлены на рисунке 5.2. Длина легированного эрбием волокна была оптимизирована для достижения достаточного усиления и достижения гармонической синхронизации мод высокого порядка. При фундаментальной частоте повторения 3,19 МГц общая длина резонатора составляла  $L=64,92$  м. С схеме использовалось оптическое волокно SMF-28 с дисперсией  $D = +17$  пс/(нм км) для 1550 нм.

Однонаправленный режим распространения обеспечивался оптическим изолятором, для вывода излучения использован 90/10 ответвитель. В резонатор включен акустооптический модулятор (MT80-IIR30-Fio-SM0), обеспечивающий сдвиг частоты на 80 МГц и является элементом, чувствительным к поляризации проходящего излучения.

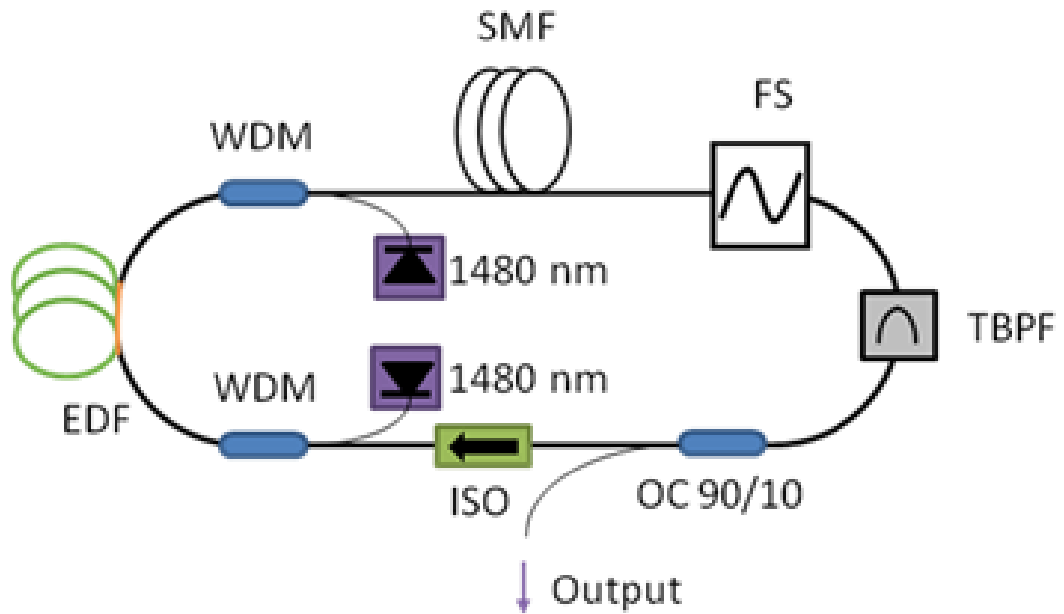


Рисунок 5.1 – Схема волоконного лазера с гармонической синхронизацией мод. PC – контроллер поляризации, FS – акустооптический модулятор в режиме сдвига частоты, TBPF – перестраиваемый фильтр, OC – выходной ответвитель.

Поляризационный коэффициент экстинкции составляет  $\sim -20$  дБ. Частотный сдвиг и его выходы из волокна, сохраняющего поляризацию, являются частью фильтра Лио, встроенного в резонатор и приводящего к некоторым особенностям спектра генератора.

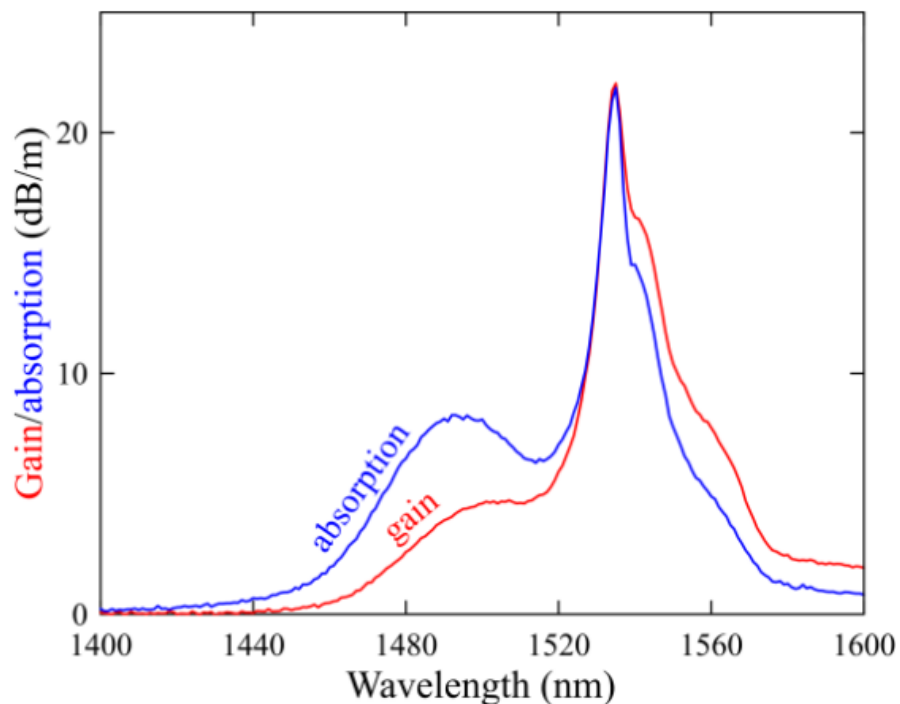


Рисунок 5.2 – Кривые поглощения и усиления для используемого в схеме активного волокна EY-305.

Также в стандартную схему резонатора кольцевого волоконного лазера включен дополнительный элемент управления – перестраиваемый фильтр OZ Optics (BTF-11-11-1525/1570), осуществляющий фильтрацию сигнала с перестройкой ширины полосы пропускания и центральной частоты в полосе 1525-1570 нм. В ходе экспериментов полоса пропускания фильтра была установлена на значении, близком к минимальному (чуть более 1 нм). Особенностью фильтра является отсутствие чувствительности к поляризации.

Для измерений спектра использовался оптический анализатор спектра Ando AQ6317B, разрешением 0,02 нм. Для индикации ВЧ сигнала использовались анализатор ВЧ спектра Tektronix RSA607A с фотодетектором на 15 ГГц UPD-15-IR2-FC (для частот следования импульсов до 7,5 ГГц) и 20 ГГц осциллограф Keysight UXR0204A с фотодетектором Keysight на 33 ГГц (для частот следования свыше 7,5 ГГц).

#### 4.2. Анализ оптических и радиочастотных спектров выходного излучения в режиме ГСМ

Результаты эксперимента фиксировались в полосе перестройки фильтра от 1528 до 1548 нм. При достижении мощности накачки ~ 200 мВт во всей полосе перестройки, происходит синхронизация мод на фундаментальной частоте резонатора (3,19 МГц), соответствующая одноимпульсному режиму генерации. При увеличении мощности накачки лазер переходит режим генерации множества импульсов с однородным распределением по резонатору, т.е. в режим гармонической синхронизации мод.

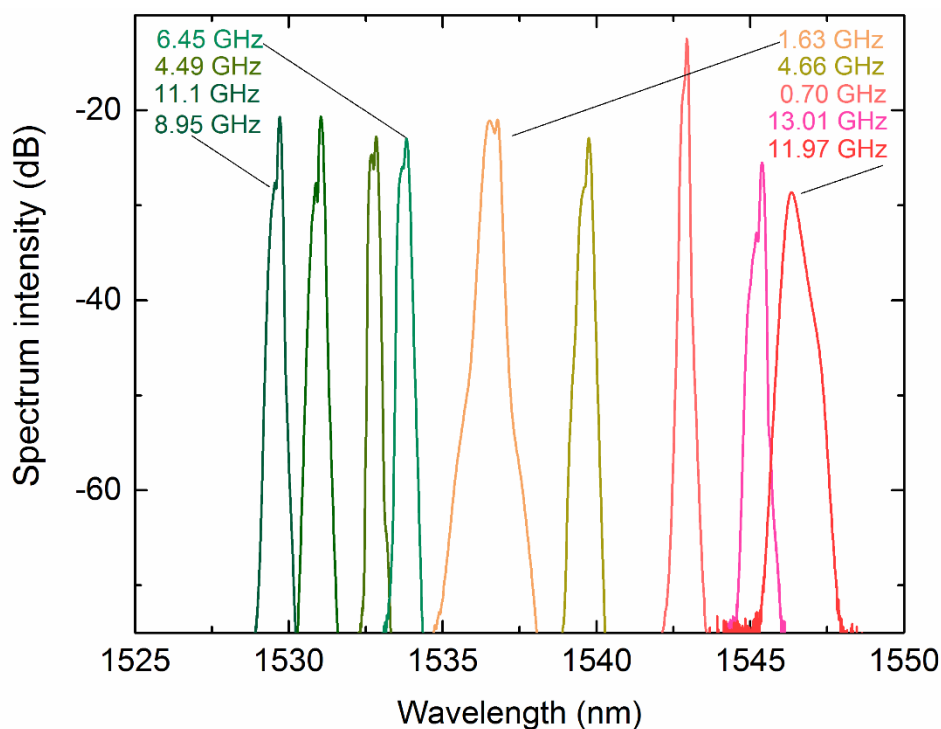


Рисунок 5.3 – Оптические спектры генерируемых импульсных последовательностей в зависимости от области пропускания перестраиваемого фильтра. Спектры показаны для указанных максимальных частот повторения, полученных в каждой области пропускания.

Последовательности импульсов в режиме гармонической синхронизации мод с различной максимальной частотой следования наблюдались во всем диапазоне перестройки фильтра. Спектры оптических импульсов с наиболее высокими частотами следования представлены на рисунке 5.3. Специфическая двугорбая структура спектров обусловлена фильтром Лيو, сформированным в преобразователе частоты [97].

Кроме того, совместное действие перестраиваемого фильтра и фильтра Лيو приводит к некоторым вариациям ширины спектра, наблюдаемым во всем диапазоне 1528 – 1548 нм. Рассматриваемый диапазон перестройки может быть разделен на две полосы: коротко- и длинноволновую (рис. 5.5). В первой (1528-1535 нм) синхронизация мод характеризуется высокой устойчивостью.

Импульсная последовательность, полученная в этой полосе при помощи подстройки контроллера поляризации на малой частоте следования, сохраняется при повышении уровня накачки.

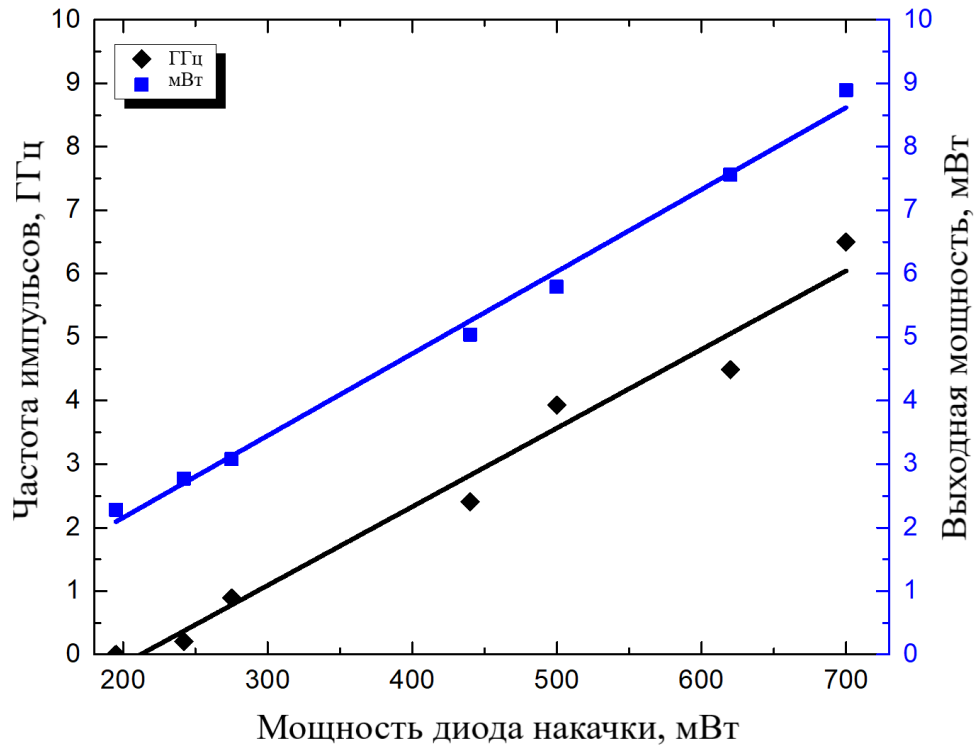


Рисунок 5.4 – Выходная мощность и частота следования импульсов в зависимости от мощности накачки при центральной длине волны пропускания фильтра 1533,7 нм.

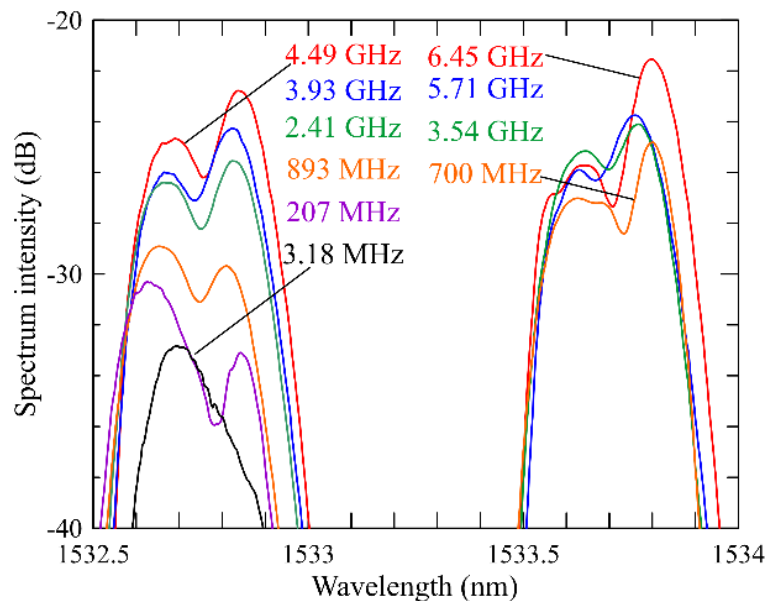


Рисунок 5.5 – Оптические спектры импульсных последовательностей при различных частотах следования для центральных длин волн пропускания фильтра 1532,7 нм и 1533,7 нм.

В этом случае частота следования импульсов, так же, как и выходная мощность, возрастает пропорционально накачке (рис. 5.4), при этом важно заметить, что дополнительная подстройка поляризации не производилась.



Изменения оптических спектров при увеличении накачки и соответствующем росте частоты следования для двух различных диапазонов центральной длины волны перестраиваемого фильтра показаны на рисунке 5.5. По данным параметрам зависимость показала почти линейный характер для всего диапазона накачки. Спектры демонстрируют схожие характеристики в рабочем диапазоне. Помимо специфической двугорбой структуры спектров, можно заметить некоторые деформации формы спектра, сопровождающие изменение частоты следования, что можно объяснить вариациями пропускания резонатора, индуцированного нелинейным вращением плоскости поляризации.

Для определения временной формы импульса были проведены измерения автокорреляций для оптических импульсов с основной частотой следования (3,18 МГц) и в режиме гармонической синхронизации мод высокого порядка (4,49 ГГц), генерируемых на центральной длине волны фильтра 1532,7 нм (рис. 5.6 (а, б)).

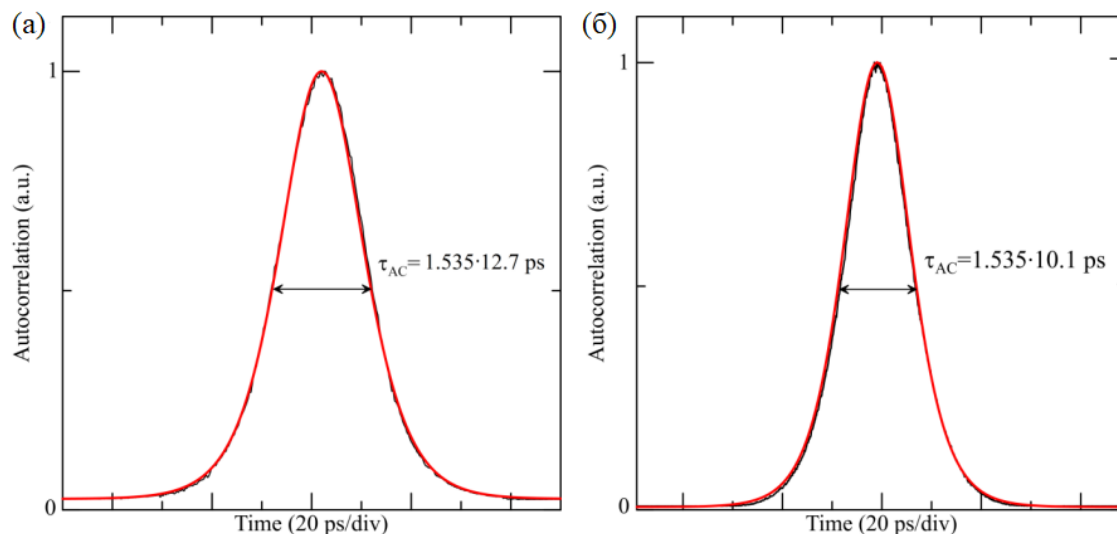


Рисунок 5.6 – Автокорреляционные функции импульсов, генерируемых на центральной длине волны фильтра 1532,7 нм: для последовательности импульсов с основной частотой 3,18 МГц (а), для последовательности импульсов с частотой повторения 4,49 ГГц (б). Красными линиями показан аппроксимация  $\text{sech}^2$ .

Кривые автокорреляций без пьедесталов в обоих случаях хорошо аппроксимируются к  $\text{sech}^2$ -форме. Полная временная ширина на полувысоте автокорреляционной функции составляла 19,5 пс и 15,5 пс соответственно,

поэтому соответствующие длительности импульсов были оценены как 12,7 пс и 10,1 пс. Произведения время-ширина составляли примерно 0,32 и 0,365, поэтому в данные импульсы рассматриваются как спектрально-ограниченные солитоны.

Устойчивость генерируемых импульсных последовательностей может быть охарактеризована при помощи радиочастотных спектров. На рис. 5.7 показаны радиочастотные спектры, полученные для последовательности с частотой следования 4,49 ГГц при центральной длине волны пропускания фильтра 1532,7 нм. Последовательность имеет достаточно высокий уровень подавления супермодового шума (>35 дБ). На РЧ спектре высокого разрешения в диапазоне десятков кГц также можно отметить высокий уровень (>60 дБ) отношения сигнал/шум (рис. 5.8). Изменение уровня подавления межмодового шума и отношения сигнал/шум при росте накачки и соответственном повышении частоты следования показано на рис. 5.7.

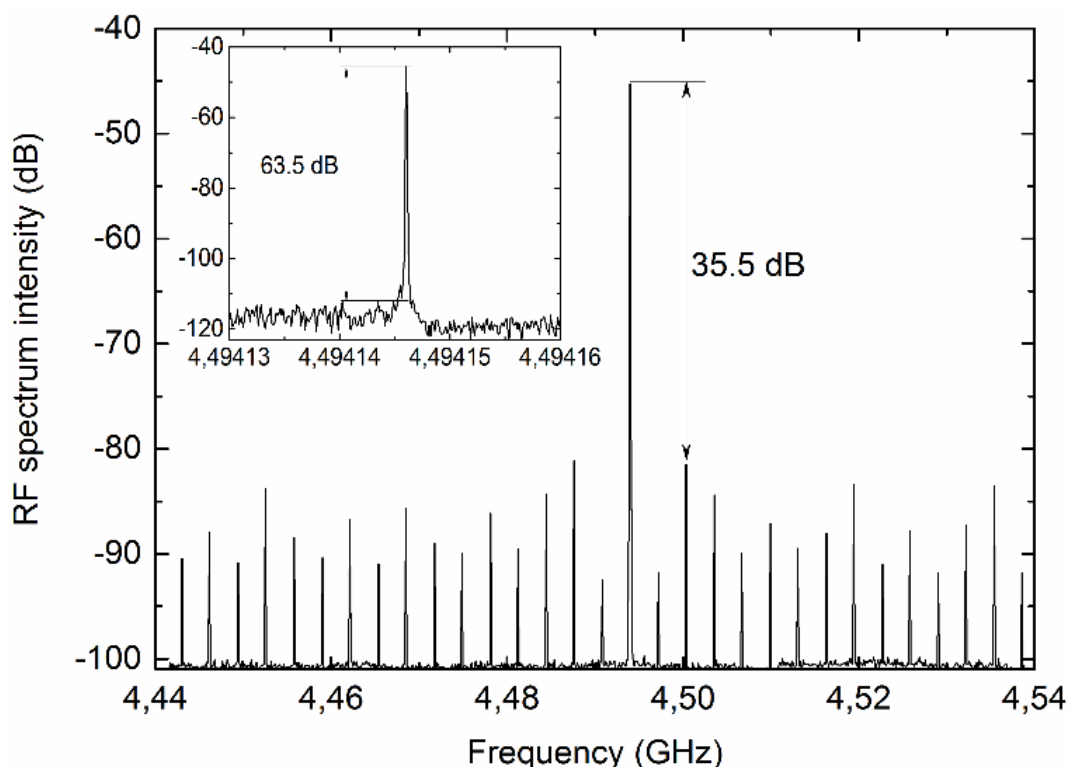


Рисунок 5.7 – Характеристики радиочастотного спектра импульсных последовательностей, полученных при центральной длине волны пропускания фильтра 1532,7 нм. RF спектр последовательности с частотой следования 4,49 ГГц. Разрешение – 1 кГц. На вставке: радиочастотный спектр с разрешением 30 Гц.

Как можно видеть, во всем диапазоне перестройки шумовые характеристики импульсной последовательности остаются приблизительно на одном уровне.

Оптические импульсы, генерируемые в длинноволновой (1535-1548 нм) области перестройки фильтра, в общем случае менее устойчивы. Однако удалось достичь импульсной генерации с высокой ( $> 1$  ГГц) частоте следования (правая часть рис. 5.5) при некоторых значениях центральной длины волны пропускания, но эти режимы не являются устойчивыми по отношению к изменению уровня мощности накачки. В отличие от предыдущего случая на изменение накачки лазер реагирует не подстройкой частоты следования импульсов, а срывом синхронизации мод. Для восстановления генерации импульсной последовательности для каждого уровня накачки необходимо осуществлять дополнительную подстройку поляризации. Тем не менее именно в этом диапазоне перестройки удалось достичь высоких частот следования, превышающих 10 ГГц (рис.5.9). На центральной длине волны пропускания фильтра 1546,5 нм получена импульсная последовательность с частотой следования 11,97 ГГц с высоким

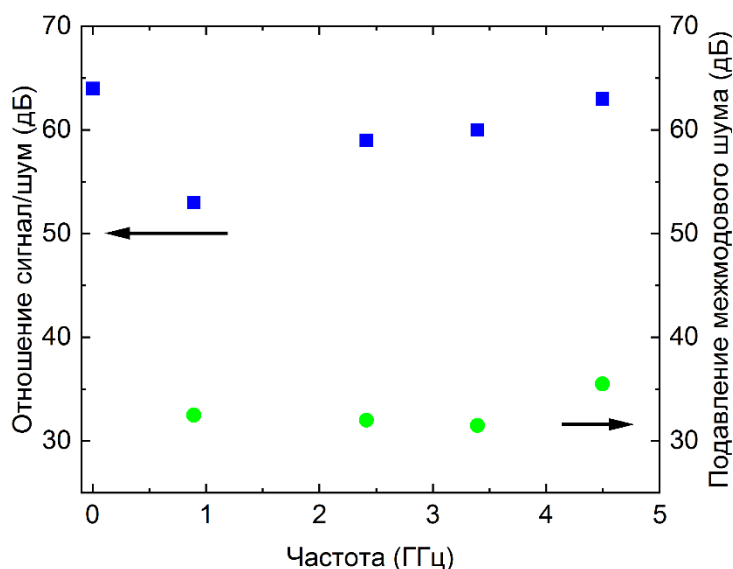


Рисунок 5.8 – Изменение отношения сигнал/шум и уровня подавления межмодового шума при различных частотах следования.

уровнем подавления межмодового шума  $> 40$  дБ. На длине волны пропускания фильтра 1545,5 нм была достигнута частота следования

13,01 ГГц, однако, вид РЧ спектра этой импульсной последовательности и значительно меньший

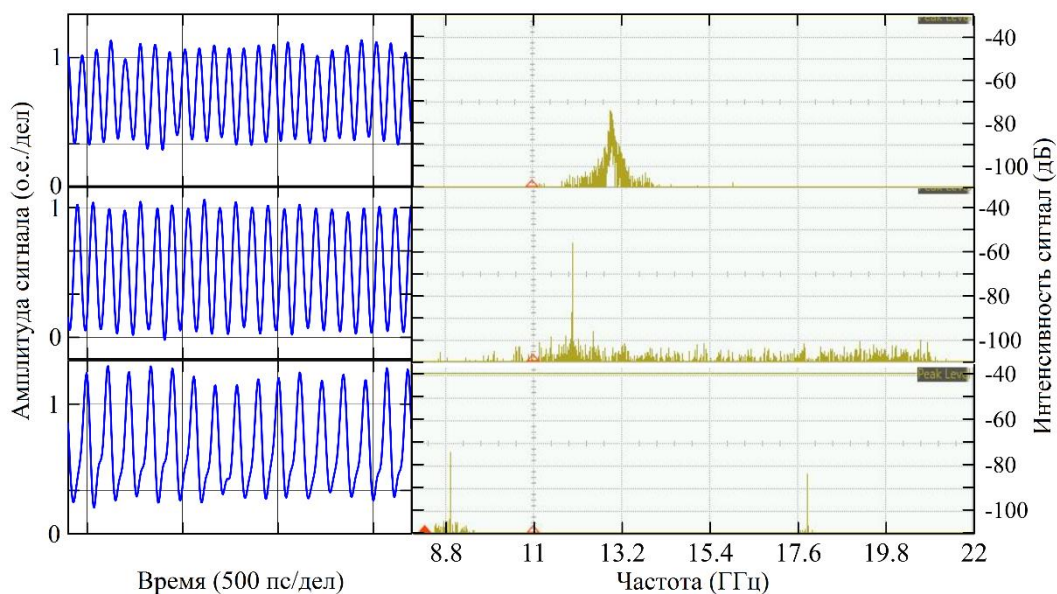


Рисунок 5.9 – Осциллограммы (слева) и РЧ спектры (справа) импульсных последовательностей с частотами следования 8,95 ГГц, 11,97 ГГц и 13,01 ГГц на центральной длине волны пропускания фильтра 1529 нм, 1546,5 нм и 1545,5 нм (снизу вверх) соответственно.

уровень подавления межмодового шума свидетельствуют о ее слабой устойчивости (рис. 5.9 – верхний ряд). Для сравнения на рис. 5.9 показаны также осциллограмма и РЧ спектр импульсной последовательности с частотой следования 8,95 ГГц, полученной в коротковолновой области пропускания фильтра (1529 нм) (рис. 5.9 – нижний ряд).

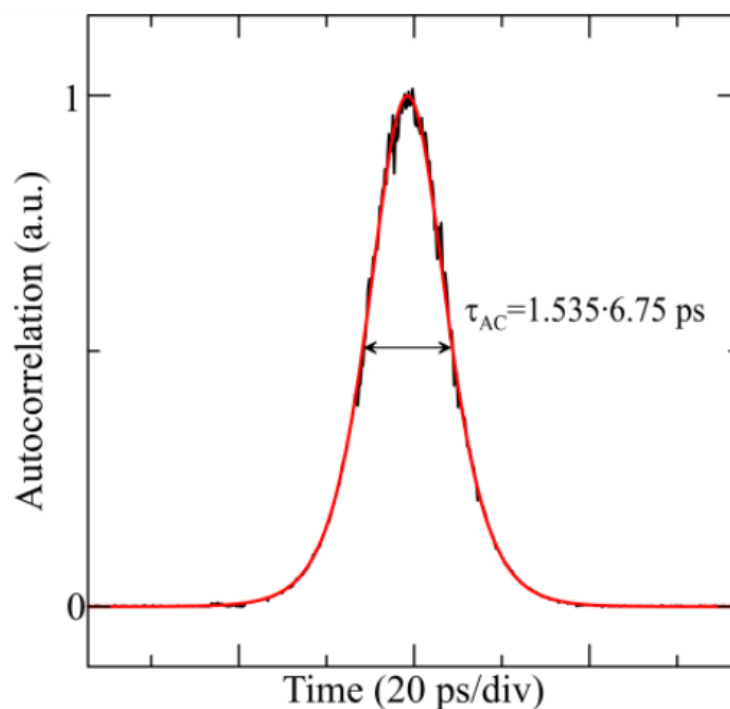


Рисунок 5.10 – Автокорреляционная функция импульса, сформированного на центральной длине волны фильтра 1546,5 нм для частоты следования 11,97 ГГц. Красной линией показана аппроксимация  $\text{sech}^2$ .

На рис. 5.10 показана измеренная автокорреляционная функция одиночного импульса, генерируемого на центральной длине волны фильтра 1546,5 нм для частоты следования 11,97 ГГц. Как и в предыдущем случае коротковолнового диапазона, автокорреляция хорошо согласуется с формой импульса  $\text{sech}^2$ .

Временная полуширина автокорреляционной трассы составляет 10,35 пс, а соответствующая ширина импульса на полувывсоте составляет примерно 6,75 пс. Импульс также является спектрально-ограниченным солитоном, что подтверждается произведением времени на ширину полосы, приблизительно равным 0,34.

## Выводы к главе 5

Основные результаты данной главы опубликованы в работах [А1, А4] и сводятся к следующему:

1. Предложенная схема экспериментального волоконного лазера перспективна для генерации стабильных (с низким уровнем межмодового шума) последовательностей импульсов с частотой следования в диапазоне нескольких ГГц. Дополнительно имеется возможность перестройки частоты следования и локальной подстройки длины волны.
2. Применение перестраиваемого фильтра с небольшой ( $\sim 1$  нм) полосой пропускания позволяет осуществлять гармоническую синхронизацию мод с частотой следования 10 ГГц и более. За счет узкой спектральной полосы излучения, генерация непрерывной компоненты и дисперсионных волн оказывается полностью подавленной.
3. Для последовательности импульсов с частотой повторения  $\sim 0,1-10$  ГГц межимпульсное расстояние во много раз превышает длительность импульса, и прямое взаимодействие солитонов следует исключить по причине отталкивания.
4. Устойчивый режим гармонической синхронизации мод доступен для широкого диапазона частот следования, что исключает стабилизацию режима работы лазера посредством возбуждения поперечной акустической волны. Следовательно, причиной сил отталкивания является взаимодействие через насыщающееся и релаксирующее усиление.

## Основные результаты и выводы

1. Экспериментально показано, что волоконные лазеры в линейной и кольцевой конфигурациях, работающие в режиме гармонической синхронизации мод на высоких ( $>1$  ГГц) частотах следования импульсов обладают относительно невысокой стабильностью импульсной последовательности. Уровень подавления межмодового шума в данных конфигурациях в среднем не превосходит 25-30 дБ, что ограничивает применимость лазеров указанного типа в ряде приложений. Из двух рассмотренных конфигураций наиболее перспективной для дальнейшей работы является кольцевая схема, использующая для синхронизации мод механизм нелинейного вращения плоскости поляризации и обеспечивающая меньшую длительность импульсов, более интенсивное межимпульсное отталкивание и более высокую частоту следования импульсов ( $>5$  ГГц без дополнительных средств стабилизации). Данная конфигурация в дальнейшем используется как база для теоретического анализа и численного моделирования при введении дополнительного частотно-сдвигающего элемента.

2. Теоретически показано, что динамическая система, описывающая взаимодействие и распределение солитонных импульсов внутри кольцевого лазерного резонатора, приходит к стационарной точке, соответствующей однородному расположению импульсов, при включении частотного сдвига значительно быстрее, чем в его отсутствие. Ускорение выравнивания межимпульсных расстояний при включении сдвига частоты отвечает повышению интенсивности межимпульсного отталкивания и стабилизации однородного периодического распределения импульсов в резонаторе. Проведенное численное моделирование подтвердило теоретические результаты.

3. Экспериментально показано, что предложенная схема волоконного кольцевого лазера с встроенным в резонатор акустооптическим модулятором, обеспечивающим сдвиг несущей частоты излучения, перспективна для

генерации стабильных последовательностей импульсов с низким уровнем межмодового шума. Показано также, что предложенная конфигурация обеспечивает достижение более высокой максимальной частоты следования импульсов и возможность локальной подстройки длины волны генерации. Эксперимент показал, что метод сдвига частоты обеспечивает повышение уровня подавления межмодового шума более чем на 10 дБ, что существенно повышает стабильность гармонической синхронизации мод в рассматриваемой конфигурации.

4. Показано, что применение сдвига частоты для стабилизации гармонической синхронизации мод позволяет значительно повысить максимальную частоту следования импульсов, генерируемых солитонными лазерами с синхронизацией мод за счет нелинейного вращения поляризации, поддерживая при этом высокий уровень подавления межмодового шума. Максимальная частота следования импульсов в предложенной конфигурации составила  $\sim 12$  ГГц при уровне подавления межмодового шума, превышающем 40 дБ, что соответствует высокой стабильности импульсной последовательности. Показано также, что использование сдвига частоты обеспечивает возможность перестройки длины волны генерации в широком диапазоне, что значительно увеличивает прикладной потенциал предложенной конфигурации волоконного лазера.



## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Haus, H.A. Solitons in optical communications / H.A. Haus, W.S. Wong // *Rev. Mod. Phys.* – American Physical Society, 1996. – Vol. 68 – № 2 – P. 423–444.
2. Schliesser, A. Mid-infrared frequency combs / A. Schliesser, N. Picqué, T.W. Hänsch // *Nature Photonics*. – 2012. – Vol. 6 – № 7 – P. 440–449.
3. Fermann, M.E. Ultrafast fibre lasers / M.E. Fermann, I. Hartl // *Nature Photonics*. – 2013. – Vol. 7 – № 11 – P. 868–874.
4. Chernysheva, M., Rozhin, A., Fedotov, Y., Mou, C., Arif, R., Kobtsev, S. M., ... & Turitsyn, S. (2017). Carbon nanotubes for ultrafast fibre lasers. *Nanophotonics*, 6(1), 1-30.
5. Mao, D. Flexible high-repetition-rate ultrafast fiber laser / D. Mao, X. Liu, Z. Sun, H. Lu, D. Han, G. Wang, F. Wang // *Scientific Reports*. – 2013. – Vol. 3 – № 1 – P. 3223.
6. Korobko, D.A. Mode-locking evolution in ring fiber lasers with tunable repetition rate / D.A. Korobko, A.A. Fotiadi, I.O. Zolotovskii // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25 – № 18 – P. 21180.
7. Grudinin, A.B. Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers / A.B. Grudinin, S. Gray // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1997. – Vol. 14 – № 1 – P. 144.
8. Kutz, J.N. Stabilized pulse spacing in soliton lasers due to gain depletion and recovery / J.N. Kutz, B.C. Collings, K. Bergman, W.H. Knox // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1998. – T. 34 – № 9 – C. 1749–1757.
9. Korobko, D.A. Long-range soliton interactions through gain-absorption depletion and recovery / D.A. Korobko, O.G. Okhotnikov, I.O. Zolotovskii // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40 – № 12 – P. 2862.
10. Semaan, G. Study of a harmonic mode lock stability under external continuous-wave injection / G. Semaan, A. Komarov, M. Salhi, F. Sanchez // *Optics Communications*. – 2017. – Vol. 387 – P. 65–69.
11. Dianov, E.M. Electrostriction mechanism of soliton interaction in optical fibers / E.M. Dianov, A.V. Luchnikov, A.N. Pilipetskii, A.N. Starodumov // *Optics Letters*. – 1990. – Vol. 15 – № 6 – P. 314.

12. Lecaplain, C. Multi-gigahertz repetition-rate-selectable passive harmonic mode locking of a fiber laser / C. Lecaplain, P. Grelu // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21 – № 9 – P. 10897.
13. Sobon, G. Passive harmonic mode-locking in Er-doped fiber laser based on graphene saturable absorber with repetition rates scalable to 2.22 GHz / G. Sobon, J. Sotor, K.M. Abramski // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 100 – № 16 – P. 161109.
14. Mou, C. Passively harmonic mode locked erbium doped fiber soliton laser with carbon nanotubes based saturable absorber / C. Mou, R. Arif, A. Rozhin, S. Turitsyn // *Optical Materials Express*. – 2012. – Vol. 2 – № 6 – P. 884.
15. Sousa, J.M. Short pulse generation and control in Er-doped frequency-shifted-feedback fibre lasers / J.M. Sousa, O.G. Okhotnikov // *Optics Communications*. – 2000. – Vol. 183 – № 1–4 – P. 227–241.
16. Snitzer, E. Proposed Fiber Cavities for Optical Masers / E. Snitzer // *Journal of Applied Physics*. – 1961. – Vol. 32 – № 1 – P. 36–39.
17. Koester, C.J. Amplification in a Fiber Laser / C.J. Koester, E. Snitzer // *Applied Optics*. – 1964. – Vol. 3 – № 10 – P. 1182.
18. Koester, C.J. Amplification in a Fiber Laser / C.J. Koester, E. Snitzer // *Applied Optics*. – 1964. – Vol. 3 – № 10 – P. 1182.
19. Johnson, L.F. Optical Maser Characteristics of Rare-Earth Ions in Crystals / L.F. Johnson // *Journal of Applied Physics*. – 1963. – Vol. 34 – № 4 – P. 897–909.
20. Jacobs, S. Coherent Light Amplification in Optically Pumped Cs Vapor / S. Jacobs, G. Gould, P. Rabinowitz // *Physical Review Letters*. – 1961. – Vol. 7 – № 11 – P. 415–417.
21. Cabezas, A.Y. Effect of Spectral Hole-Burning and Cross Relaxation on the Gain Saturation of Laser Amplifiers / A.Y. Cabezas, R.P. Treat // *Journal of Applied Physics*. – 1966. – Vol. 37 – № 9 – P. 3556–3563.
22. Urquhart, P. Review of rare earth doped fibre lasers and amplifiers / P. Urquhart // *IEE Proceedings J Optoelectronics*. – 1988. – Vol. 135 – № 6 – P. 385.
23. Alcock, I.P. Q-switched operation of a neodymium-doped monomode fibre laser / I.P. Alcock, A.C. Tropper, A.I. Ferguson, D.C. Hanna // *Electronics Letters*. – 1986. – Vol. 22 – № 2 – P. 84.

24. Zürn, M. Line narrowing and spectral hole burning in single-mode Nd<sup>3+</sup> fiber lasers / M. Zürn, S.B. Poole, J. Voigt, E. Brinkmeyer, R. Ulrich // *Optics Letters*. – 1987. – Vol. 12 – № 5 – P. 316.
25. Shimizu, M. High-efficiency Nd-doped fibre lasers using direct-coated dielectric mirrors / M. Shimizu, H. Suda, M. Horiguchi // *Electronics Letters*. – 1987. – Vol. 23 – № 15 – P. 768.
26. Mears, R.J. Low-noise erbium-doped fibre amplifier operating at 1.54µm / R.J. Mears, L. Reekie, I.M. Jauncey, D.N. Payne // *Electronics Letters*. – 1987. – Vol. 23 – № 19 – P. 1026.
27. Alcock, I.P. Continuous-wave oscillation of a monomode neodymium-doped fibre laser at 0.9 µm on the 4F32→4I92 transition / I.P. Alcock, A.I. Ferguson, D.C. Hanna, A.C. Tropper // *Optics Communications*. – 1986. – Vol. 58 – № 6 – P. 405–408.
28. McClung, F.J. Giant Optical Pulsations from Ruby / F.J. McClung, R.W. Hellwarth // *Journal of Applied Physics*. – 1962. – Vol. 33 – № 3 – P. 828–829.
29. Zeidler, G. Use of laser amplifiers in a glass-fibre communications system / G. Zeidler, D. Schicketanz // *Radio and Electronic Engineer*. – 1973. – Vol. 43 – № 11 – P. 675.
30. Yamamoto, Y. Coherent optical fiber transmission systems / Y. Yamamoto, T. Kimura // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1981. – Vol. 17 – № 6 – P. 919–935.
31. Stolen, R.H. Raman gain in glass optical waveguides / R.H. Stolen, E.P. Ippen // *Applied Physics Letters*. – 1973. – Vol. 22 – № 6 – P. 276–278.
32. Siegman, A.E. *Lasers*. University Sciences Books, Mill Valley// CA – 1986, Chapter 22, 23.
33. Agrawal, G.P. *Applications of nonlinear fiber optics: Optics and photonics* / G.P. Agrawal. – San Diego: Academic Press, 2001. – 458 c.
34. Tamura, K. Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser / K. Tamura, H.A. Haus, E.P. Ippen // *Electronics Letters*. – 1992. – Vol. 28 – № 24 – P. 2226.

35. Hofer, M. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation / M. Hofer, M.E. Fermann, F. Haberl, M.H. Ober, A.J. Schmidt // *Optics Letters*. – 1991. – Vol. 16 – № 7 – P. 502.
36. Fermann, M.E. Additive-pulse-compression mode locking of a neodymium fiber laser / M.E. Fermann, L. Turi, M. Hofer, F. Haberl, A.J. Schmidt // *Optics Letters*. – 1991. – Vol. 16 – № 4 – P. 244.
37. Richardson, D.J. 320 fs soliton generation with passively mode-locked erbium fibre laser / D.J. Richardson, R.I. Laming, D.N. Payne, M.W. Phillips, V.J. Matsas // *Electronics Letters*. – 1991. – Vol. 27 – № 9 – P. 730.
38. Nakazawa, M. Self-Q-switching and mode locking in a 153- $\mu\text{m}$  fiber ring laser with saturable absorption in erbium-doped fiber at 42 K / M. Nakazawa, K. Suzuki, H. Kubota, Y. Kimura // *Optics Letters*. – 1993. – Vol. 18 – № 8 – P. 613.
39. Barnett, B.C. High-power erbium-doped fiber laser mode locked by a semiconductor saturable absorber / B.C. Barnett, W. Riha, H. Iwamura, S.R. Friberg, T. Mukai, K.V. Reddy, L. Rahman, M.N. Islam, A.T. Howe, K.A. Stair, Y.C. Chen, P. Bhattacharya // *Optics Letters*. – 1995. – Vol. 20 – № 5 – P. 471.
40. Set, S.Y. Laser Mode Locking Using a Saturable Absorber Incorporating Carbon Nanotubes / S.Y. Set, H. Yaguchi, Y. Tanaka, M. Jablonski // *Journal of Lightwave Technology*. – 2004. – Vol. 22 – № 1 – P. 51–56.
41. Yamashita, S. Saturable absorbers incorporating carbon nanotubes directly synthesized onto substrates and fibers and their application to mode-locked fiber lasers / S. Yamashita, Y. Inoue, S. Maruyama, Y. Murakami, H. Yaguchi, M. Jablonski, S.Y. Set // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29 – № 14 – P. 1581.
42. Kowalski, F.V. Optical pulse generation with a frequency shifted feedback laser / F.V. Kowalski, S.J. Shattil, P.D. Hale // *Applied Physics Letters*. – 1988. – Vol. 53 – № 9 – P. 734–736.
43. Wabnitz, S. Self-starting sliding-frequency fibre soliton laser / S. Wabnitz, P. Franco, M. Midrio, F. Fontana, M. Romagnoli, L. Bossalini // *Electronics Letters*. – 1994. – Vol. 30 – № 4 – P. 321–322.
44. Agrawal, G.P. *Nonlinear fiber optics* / G.P. Agrawal. – Fifth edition – Amsterdam: Elsevier/Academic Press, 2013. – 629 c.

45. Jiang, M. Nonlinearly limited saturable-absorber mode locking of an erbium fiber laser / M. Jiang, G. Sucha, M.E. Fermann, J. Jimenez, D. Harter, M. Dagenais, S. Fox, Y. Hu // *Optics Letters*. – 1999. – Vol. 24 – № 15 – P. 1074.
46. Matsas, V.J. Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation / V.J. Matsas, T.P. Newson, D.J. Richardson, D.N. Payne // *Electronics Letters*. – 1992. – Vol. 28 – № 15 – P. 1391.
47. Matsas, V.J. Self-starting passively mode-locked fibre ring laser exploiting nonlinear polarisation switching / V.J. Matsas, T.P. Newson, M.N. Zervas // *Optics Communications*. – 1992. – Vol. 92 – № 1–3 – P. 61–66.
48. Nelson, L.E. Ultrashort-pulse fiber ring lasers / L.E. Nelson, D.J. Jones, K. Tamura, H.A. Haus, E.P. Ippen // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. – 1997. – T. 65 – № 2 – C. 277–294.
49. Hargrove, L.E. LOCKING OF He–Ne LASER MODES INDUCED BY SYNCHRONOUS INTRACAVITY MODULATION / L.E. Hargrove, R.L. Fork, M.A. Pollack // *Applied Physics Letters*. – 1964. – Vol. 5 – № 1 – P. 4–5.
50. Tang, D.Y. Generation of 47-fs pulses directly from an erbium-doped fiber laser / D.Y. Tang, L.M. Zhao // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32 – № 1 – P. 41.
51. Hasegawa, A. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion / A. Hasegawa, F. Tappert // *Applied Physics Letters*. – 1973. – Vol. 23 – № 3 – P. 142–144.
52. Mollenauer, L.F. Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers / L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.P. Gordon // *Physical Review Letters*. – 1980. – Vol. 45 – № 13 – P. 1095–1098.
53. Mollenauer, L.F. Demonstration of soliton transmission over more than 4000 km in fiber with loss periodically compensated by Raman gain / L.F. Mollenauer, K. Smith // *Optics Letters*. – 1988. – Vol. 13 – № 8 – P. 675.
54. Blow, K.J. Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer / K.J. Blow, N.J. Doran, B.K. Nayar // *Optics Letters*. – 1989. – Vol. 14 – № 14 – P. 754.
55. Islam, M.N. Low-energy ultrafast fiber soliton logic gates / M.N. Islam, C.E. Socolich, D.A.B. Miller // *Optics Letters*. – 1990. – Vol. 15 – № 16 – P. 909.

56. Mollenauer, L.F. Wavelength division multiplexing with solitons in ultra-long distance transmission using lumped amplifiers / L.F. Mollenauer, S.G. Evangelides, J.P. Gordon // *Journal of Lightwave Technology*. – 1991. – Т. 9 – № 3 – С. 362–367.
57. Hasegawa, A. Solitons in optical communications: Oxford series in optical and imaging sciences, вып. 7 / A. Hasegawa, Y. Kodama. – Oxford : Oxford ; New York: Clarendon Press ; Oxford University Press, 1995. – 320 с.
58. Emplit, P. Picosecond steps and dark pulses through nonlinear single mode fibers / P. Emplit, J.P. Hamaide, F. Reynaud, C. Froehly, A. Barthelemy // *Optics Communications*. – 1987. – Vol. 62 – № 6 – P. 374–379.
59. Kivshar, Y.S. Optical solitons: from fibers to photonic crystals / Y.S. Kivshar, G.P. Agrawal. – Amsterdam ; Boston: Academic Press, 2003. – 540 с.
60. Diels, J.-C. Ultrashort laser pulse phenomena: fundamentals, techniques, and applications on a femtosecond time scale: Optics and photonics / J.-C. Diels, W. Rudolph. – 2nd ed – Amsterdam ; Boston: Elsevier / Academic Press, 2006. – 652 с.
61. Haus, H.A. Mode-locking of lasers / H.A. Haus // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2000. – Т. 6 – № 6 – С. 1173–1185.
62. Dissipative solitons: from optics to biology and medicine: Lecture notes in physics, вып. 751 / под ред. N.N. Akhmediev, A. Ankiewicz. – Berlin: Springer, 2008. – 477 с.
63. Chang, W. Dissipative soliton resonances in the anomalous dispersion regime / W. Chang, J.M. Soto-Crespo, A. Ankiewicz, N. Akhmediev // *Physical Review A*. – 2009. – Vol. 79 – № 3 – P. 033840.
64. Chang, W. Dissipative soliton resonances / W. Chang, A. Ankiewicz, J.M. Soto-Crespo, N. Akhmediev // *Physical Review A*. – 2008. – Vol. 78 – № 2 – P. 023830.
65. Akhmediev, N. Roadmap to ultra-short record high-energy pulses out of laser oscillators / N. Akhmediev, J.M. Soto-Crespo, Ph. Grelu // *Physics Letters A*. – 2008. – Vol. 372 – № 17 – P. 3124–3128.

66. Zhao, L.M. Gain-guided soliton in a positive group-dispersion fiber laser / L.M. Zhao, D.Y. Tang, J. Wu // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31 – № 12 – P. 1788.
67. Zhao, L.M. Gain-guided solitons in dispersion-managed fiber lasers with large net cavity dispersion / L.M. Zhao, D.Y. Tang, T.H. Cheng, C. Lu // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31 – № 20 – P. 2957.
68. Zhao, L.M. Bound states of gain-guided solitons in a passively mode-locked fiber laser / L.M. Zhao, D.Y. Tang, X. Wu, D.J. Lei, S.C. Wen // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32 – № 21 – P. 3191.
69. Zhao, L.M. Gain dispersion for dissipative soliton generation in all-normal-dispersion fiber lasers / L.M. Zhao, C. Lu, H.Y. Tam, P.K.A. Wai, D.Y. Tang // *Applied Optics*. – 2009. – Vol. 48 – № 27 – P. 5131.
70. Zhao, L.M. Ultrashort pulse generation in lasers by nonlinear pulse amplification and compression / L.M. Zhao, D.Y. Tang, T.H. Cheng, C. Lu // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Vol. 90 – № 5 – P. 051102.
71. Renninger, W.H. Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers / W.H. Renninger, A. Chong, F.W. Wise // *Physical Review A*. – 2008. – Vol. 77 – № 2 – P. 023814.
72. Kieu, K. Sub-100 fs pulses at watt-level powers from a dissipative-soliton fiber laser / K. Kieu, W.H. Renninger, A. Chong, F.W. Wise // *Optics Letters*. – 2009. – Vol. 34 – № 5 – P. 593.
73. Chong, A. Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers / A. Chong, W.H. Renninger, F.W. Wise // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2008. – Vol. 25 – № 2 – P. 140.
74. Bale, B.G. Dissipative dispersion-managed solitons in mode-locked lasers / B.G. Bale, S. Boscolo, S.K. Turitsyn // *Optics Letters*. – 2009. – Vol. 34 – № 21 – P. 3286.
75. Oktem, B. Soliton–similariton fibre laser / B. Oktem, C. Ülgüdür, F.Ö. Ilday // *Nature Photonics*. – 2010. – Vol. 4 – № 5 – P. 307–311.
76. Liu, X. Numerical and experimental investigation of dissipative solitons in passively mode-locked fiber lasers with large net-normal-dispersion and high nonlinearity / X. Liu // *Optics Express*. – 2009. – Vol. 17 – № 25 – P. 22401.

77. Liu, X. Pulse evolution without wave breaking in a strongly dissipative-dispersive laser system / X. Liu // *Physical Review A*. – 2010. – Vol. 81 – № 5 – P. 053819.
78. Wise, F.W. High-energy femtosecond fiber lasers based on pulse propagation at normal dispersion / F.W. Wise, A. Chong, W.H. Renninger // *Laser & Photonics Review*. – 2008. – Vol. 2 – № 1–2 – P. 58–73.
79. Richardson, D.J. High power fiber lasers: current status and future perspectives [Invited] / D.J. Richardson, J. Nilsson, W.A. Clarkson // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2010. – Vol. 27 – № 11 – P. B63.
80. Hasegawa, A. Solitons in Optical Fibers / A. Hasegawa // *Optical Solitons in Fibers* / A. Hasegawa. – Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1990. – P. 35–41.
81. Chen, C.-J. Soliton fiber ring laser using an erbium-doped fiber amplifier / C.-J. Chen, P.K.A. Wai, C.R. Menyuk // *OSA Annual Meeting: Optical Society of America Annual Meeting*. – San Jose, California: Optica Publishing Group, 1991. – P. MT4.
82. Nakazawa, M. Supermode noise suppression in a harmonically modelocked fibre laser by selfphase modulation and spectral filtering / M. Nakazawa, K. Tamura, E. Yoshida // *Electronics Letters*. – 1996. – Vol. 32 – № 5 – P. 461.
83. Sinefeld, D. Tunable fiber ring laser with an intracavity high resolution filter employing two-dimensional dispersion and LCoS modulator / D. Sinefeld, D.M. Marom // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37 – № 1 – P. 1.
84. Michel, C. Regular modes in a mixed-dynamics-based optical fiber / C. Michel, M. Allgaier, V. Doya // *Physical Review E*. – 2016. – Vol. 93 – № 2 – P. 022201.
85. Zhou, S. Passive harmonic mode-locking of a soliton Yb fiber laser at repetition rates to 15 GHz / S. Zhou, D.G. Ouzounov, F.W. Wise // *Optics Letters*. – 2006. – Vol. 31 – № 8 – P. 1041.
86. Zhou, W. Stable passively harmonic mode-locking dissipative pulses in 2 $\mu$ m solid-state laser / W. Zhou, X. Fan, H. Xue, R. Xu, Y. Zhao, X. Xu, D. Tang, D. Shen // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25 – № 3 – P. 1815.



87. Lin, W. Analytical identification of soliton dynamics in normal-dispersion passively mode-locked fiber lasers: from dissipative soliton to dissipative soliton resonance / W. Lin, S. Wang, S. Xu, Z.-C. Luo, Z. Yang // *Optics Express*. – 2015. – Vol. 23 – № 11 – P. 14860.
88. Komarov, A. Multistability and hysteresis phenomena in passively mode-locked fiber lasers / A. Komarov, H. Leblond, F. Sanchez // *Physical Review A*. – 2005. – Vol. 71 – № 5 – P. 053809.
89. Jaouën, Y. Transverse Brillouin Effect Produced by Electrostriction in Optical Fibers and Its Impact on Soliton Transmission Systems / Y. Jaouën, L. Du Mouza // *Optical Fiber Technology*. – 2001. – Vol. 7 – № 3 – P. 141–169.
90. Ortaç, B. 2-GHz passive harmonically mode-locked Yb-doped double-clad fiber laser / B. Ortaç, A. Hideur, G. Martel, M. Brunel // *Applied Physics B*. – 2005. – Vol. 81 – № 4 – P. 507–509.
91. Amrani, F. Passively mode-locked erbium-doped double-clad fiber laser operating at the 322nd harmonic / F. Amrani, A. Haboucha, M. Salhi, H. Leblond, A. Komarov, Ph. Grelu, F. Sanchez // *Optics Letters*. – 2009. – Vol. 34 – № 14 – P. 2120.
92. Sun, Z. Ultrafast lasers mode-locked by nanotubes and graphene / Z. Sun, T. Hasan, A.C. Ferrari // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*. – 2012. – Vol. 44 – № 6 – P. 1082–1091.
93. Noronen, T. Electronically tunable thulium-holmium mode-locked fiber laser for the 1700-1800 nm wavelength band / T. Noronen, O. Okhotnikov, R. Gumenyuk // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24 – № 13 – P. 14703.
94. Gumenyuk, R.V. Stabilization of passive harmonic mode locking in a fiber ring laser / R.V. Gumenyuk, D.A. Korobko, I.O. Zolotovskii // *Optics Letters*. – 2020. – Vol. 45 – № 1 – P. 184.
95. Von Der Linde, D. Characterization of the noise in continuously operating mode-locked lasers / D. Von Der Linde // *Applied Physics B*. – 1986. – Vol. 39 – № 4 – P. 201–217.
96. Mou, C. Passively harmonic mode locked erbium doped fiber soliton laser with carbon nanotubes based saturable absorber / C. Mou, R. Arif, A. Rozhin, S. Turitsyn // *Optical Materials Express*. – 2012. – Vol. 2 – № 6 – P. 884.

97. Tang, D.Y. Mechanism of multisoliton formation and soliton energy quantization in passively mode-locked fiber lasers / D.Y. Tang, L.M. Zhao, B. Zhao, A.Q. Liu // *Physical Review A*. – 2005. – Vol. 72 – № 4 – P. 043816.
98. Bartels, A. Passively mode-locked 10 GHz femtosecond Ti:sapphire laser / A. Bartels, D. Heinecke, S.A. Diddams // *Optics Letters*. – 2008. – Vol. 33 – № 16 – P. 1905.
99. Shi, W. Fiber lasers and their applications / W. Shi, Q. Fang, X. Zhu, R.A. Norwood, N. Peyghambarian // *Applied Optics*. – 2014. – Vol. 53 – № 28 – P. 6554.
100. Andrianov, A.V. Fibre laser with a subterahertz repetition rate of ultrashort pulses in the telecom range / A.V. Andrianov, V.M. Mylnikov, M.Y. Koptev, S.V. Muravyev, A.V. Kim // *Quantum Electronics*. – 2016. – T. 46 – № 4 – C. 387–391.
101. Huang, Q. 2.4 GHz L-Band Passively Harmonic Mode Locked Er-Doped Fiber Laser Based on Carbon Nanotubes Film / Q. Huang, Z. Huang, M. Al Aarimi, A. Rozhin, C. Mou // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2020. – T. 32 – № 2 – C. 121–124.
102. Ma, Y. Numerical investigation of GHz repetition rate fundamentally mode-locked all-fiber lasers / Y. Ma, X. Zhu, L. Yang, M. Tong, R.A. Norwood, H. Wei, Y. Chu, H. Li, N. Dai, J. Peng, J. Li, N. Peyghambarian // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27 – № 10 – P. 14487.
103. Cui, L. Passively mode-locked Er<sup>3+</sup> and Tm<sup>3+</sup>-doped fiber lasers by using a common gold nanorods/D-shaped fiber as saturable absorber / L. Cui, J. Liu, N. Li, F. Wang, Z. Jia, Z. Kang, W. Qin, G. Qin // *Laser Physics Letters*. – 2020. – T. 17 – № 11 – C. 115104.
104. Deng, Y. Colliding-pulse passive harmonic mode-locking in a femtosecond Yb-doped fiber laser with a semiconductor saturable absorber / Y. Deng, M.W. Koch, F. Lu, G.W. Wicks, W.H. Knox // *Optics Express*. – 2004. – Vol. 12 – № 16 – P. 3872.
105. Okhotnikov, O.G. Colliding-pulse harmonically mode-locked fiber laser: / O.G. Okhotnikov, M. Guina // *Applied Physics B*. – 2001. – Vol. 72 – № 3 – P. 381–384.

106. Bonnet, G. Dynamics and self-modelocking of a titanium-sapphire laser with intracavity frequency shifted feedback / G. Bonnet, S. Balle, Th. Kraft, K. Bergmann // *Optics Communications*. – 1996. – Vol. 123 – № 4–6 – P. 790–800.
107. Kodama, Y. Reduction and suppression of soliton interactions by bandpass filters / Y. Kodama, S. Wabnitz // *Optics Letters*. – 1993. – Vol. 18 – № 16 – P. 1311.
108. Sterke, C.M. de Simple model for pulse formation in lasers with a frequency-shifting element and nonlinearity / C.M. de Sterke, M.J. Steel // *Optics Communications*. – 1995. – Vol. 117 – № 5–6 – P. 469–474.
109. Hale, P.D. Output characterization of a frequency shifted feedback laser: theory and experiment / P.D. Hale, F.V. Kowalski // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1990. – T. 26 – № 10 – C. 1845–1851.
110. Cutler, C.C. Why does linear phase shift cause mode locking? / C.C. Cutler // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1992. – T. 28 – № 1 – C. 282–288.
111. Sabert, H. Pulse generation in fiber lasers with frequency shifted feedback / H. Sabert, E. Brinkmeyer // *Journal of Lightwave Technology*. – 1994. – T. 12 – № 8 – C. 1360–1368.
112. Town, G.E. Sliding-frequency soliton laser / G.E. Town, J. Chow, A.J. Robertson, M. Romagnoli // *Optical Fiber Communication Conference: Optical Fiber Communications Conference*. – San Diego, California: OSA, 1995. – P. ThM7.
113. Mollenauer, L.F. The sliding-frequency guiding filter: an improved form of soliton jitter control / L.F. Mollenauer, J.P. Gordon, S.G. Evangelides // *Optics Letters*. – 1992. – Vol. 17 – № 22 – P. 1575.
114. Romagnoli, M. Role of dispersion in pulse emission from a sliding-frequency fiber laser / M. Romagnoli, S. Wabnitz, P. Franco, M. Midrio, L. Bossalini, F. Fontana // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1995. – Vol. 12 – № 5 – P. 938.
115. Porta, J. Environmentally stable picosecond ytterbium fiber laser with a broad tuning range / J. Porta, A.B. Grudinin, Z.J. Chen, J.D. Minelly, N.J. Traynor // *Optics Letters*. – 1998. – Vol. 23 – № 8 – P. 615.

116. Culverhouse, D.O. All-fiber sliding-frequency  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  soliton laser / D.O. Culverhouse, D.J. Richardson, T.A. Birks, P.St.J. Russell // *Optics Letters*. – 1995. – Vol. 20 – № 23 – P. 2381.
117. Okhotnikov, O.G. Multiwavelength picosecond frequency-shifted feedback laser with pulse control by a shaped-gain fiber amplifier / O.G. Okhotnikov // *Optics Letters*. – 1998. – Vol. 23 – № 18 – P. 1459.
118. Lefort, L. Highly stable 68-fs pulse generation from a stretched-pulse  $\text{Yb}^{3+}$ -doped fiber laser with frequency shifted feedback / L. Lefort, A. Albert, V. Couderc, A. Barthelemy // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2002. – T. 14 – № 12 – C. 1674–1676.
119. Alam, S.U. Tunable Picosecond Frequency-Shifted Feedback Fiber Laser at 1550 nm / S.U. Alam, A.B. Grudinin // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2004. – Vol. 16 – № 9 – P. 2012–2014.
120. Jun, C.S. Mode-locking and Q-switching in multi-wavelength fiber ring laser using low frequency phase modulation / C.S. Jun, B.Y. Kim // *Optics Express*. – 2011. – Vol. 19 – № 7 – P. 6290.
121. Nikodem, M.P. Wavelength tunability and pulse duration control in frequency shifted feedback Er-doped fiber lasers / M.P. Nikodem, E. Kluzniak, K. Abramski // *Optics Express*. – 2009. – Vol. 17 – № 5 – P. 3299.
122. Broderick, N.G.R. Power scaling in passively mode-locked large-mode area fiber lasers / N.G.R. Broderick, H.L. Offerhaus, D.J. Richardson, R.A. Sammut // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1998. – T. 10 – № 12 – C. 1718–1720.
123. Heidt, A.M. High power and high energy ultrashort pulse generation with a frequency shifted feedback fiber laser / A.M. Heidt, J.P. Burger, J.-N. Maran, N. Traynor // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15 – № 24 – P. 15892.
124. Tang, D.Y. Soliton interaction in a fiber ring laser / D.Y. Tang, B. Zhao, L.M. Zhao, H.Y. Tam // *Physical Review E*. – 2005. – Vol. 72 – № 1 – P. 016616.
125. Olivier, M. Automation of Mode Locking in a Nonlinear Polarization Rotation Fiber Laser through Output Polarization Measurements / M. Olivier, M.-D. Gagnon, J. Habel // *Journal of Visualized Experiments*. – 2016. – № 108 – P. 53679.